

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Spécialité : Energétique Physique

préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie

dans le cadre de l'**Ecole Doctorale de Mécanique et Energétique**

présentée et soutenue publiquement

par

Joachim VOLLAIRE

le 08 Octobre 2004

Titre :

**L'expérience MUSE-4 : Mesure des paramètres cinétiques
d'un système sous-critique**

Thèse dirigée par Roger Brissot

Jury :

Jean-Claude Steckmeyer	rapporteur et président du jury
Peter Baeten	rapporteur
George Imel	examineur
Roland Soule	examineur
Annick Billebaud	co-encadrant
Roger Brissot	directeur de thèse

Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord remercier Mr Johann Collot, directeur du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble pour m'avoir accueilli dans son laboratoire durant mes trois années de doctorat. Je remercie aussi très chaleureusement Mr Roger Brissot chef du groupe de Physique des Réacteurs d'abord pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans son équipe et surtout pour avoir encadré activement mon travail.

Mes remerciements vont ensuite à Mr Peter Baeten, Mlle Annick Billebaud, Mr George Imel, Mr Jean-Claude Steckmeyer et Mr Soule Roland pour m'avoir fait l'honneur de faire partie de mon jury. Je remercie tout particulièrement Mr Jean-Claude Steckmeyer pour avoir accepté le double rôle de président et de rapporteur ainsi que Mr Peter Baeten qui a également été le rapporteur de ce travail, leurs critiques constructives ont contribué à enrichir ce travail.

Je remercie l'ensemble des partenaires de la collaboration MUSE-4 avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à discuter lors des comités. Je remercie particulièrement Mr Frédéric Mélier et Mr Roland Soule pour leur travail de coordination du programme.

J'exprime aussi ma reconnaissance à toutes les personnes qui ont permis la réalisation des expériences MUSE 4. Je remercie l'ensemble des membres des différents services techniques du LPSC impliqués dans la réalisation de GENEPI et tout particulièrement Mr Michel Fruneau du service accélérateur. Je remercie également l'ensemble des personnes du CEA que j'ai eu l'opportunité de rencontrer durant les expériences et tout particulièrement Mr Christophe Destouches, Mr Pascal Chaussonnet, Mr Jean-Marc Laurens et Mlle Yolanda Rugama pour leur disponibilité et leur gentillesse.

J'exprime évidemment toute ma sympathie aux membres du groupe de Physique des Réacteurs que j'ai eu beaucoup de plaisir à côtoyer durant ces trois années : Roger Brissot qui a le privilège d'être responsable du groupe mais également de la cafetière, ensuite, en remontant le couloir : Elsa Lucotte-Merle, Johnatan Wilson, Alexis Nuttin, Jean-Marie Loiseaux, Hervé Nifnecker, Daniel Heuer, Eric Liatard, Olivier Meplan, Annick Billebaud, Christian Lebrun et Elisabeth Huffer sans oublier Muriel Heusch et Olivier Guillaudin qui sont géographiquement proche du groupe. J'exprime particulièrement ma sympathie à Olivier Méplan, auditeur fidèle de BFM, dont la grande maîtrise du code MCNP ainsi que des pages financières du Figaro m'ont été d'un grand secours pour mes simulations et pour faire fructifier ma petite allocation de recherche. Je n'oublie pas les non-permanents qui font un passage plus ou moins éphémère mais qui ont eu contribution non négligeable à la bonne ambiance du groupe, Nicolas Thiollière, Ludovic Mathieu, Olivier Laulan, Marie-Anne Cognet, Christophe Cavalier, Olivier Bringer, Denis Kerdraon, Luc Perrot, Sylvain David, Philippe Wachtarczyk. Je suis tout particulièrement reconnaissant envers Fabien

Perdu (Wecounnet) pour les bons moments passés ensemble dans le bureau des bosseurs ainsi que pour avoir multiplié mes compétences en informatique de quelques ordres de grandeur, même si mon niveau initial relativise quelque peu la performance. Travailler dans un tel contexte a vraiment été un plaisir. J'ai aussi une pensée amicale pour l'ensemble des personnes du LPSC et de l'antenne ENSPG pour leur gentillesse.

Je n'oublie évidemment pas Mr Olivier Vogel, sans qui ces trois ans n'auraient pas été ce qu'ils ont été et sans qui cette thèse serait certainement plus longue et aurait été terminée beaucoup plus tôt.

Enfin last but not the least j'exprime toute ma gratitude à l'ensemble de ma famille. Je remercie particulièrement Manon pour avoir joué à la nanny pendant la rédaction, mes parents pour m'avoir supporté (dans les deux sens du terme...), mes grand-parents, l'ensemble des oncles, tantes et cousins issus de la rue C. Buffardel. Je n'oublie évidemment pas les deux femmes de ma vie, Marie que je remercie pour sa patience et pour m'avoir fait le plus beau des cadeaux cette année et la petite Moïra pour avoir vite fait ses nuits...

Table des matières

1	Contexte de l'étude - L'EXPERIENCE MUSE-IV	1
1.1	Les déchets nucléaires	1
1.1.1	Gestion des déchets	2
1.1.2	La transmutation et l'incinération	3
1.2	Les systèmes hybrides	4
1.2.1	Historique	4
1.2.2	Généralités	4
1.2.3	Le projet XADS/XADT	4
1.2.4	Les expériences en soutien au projet XADS/XADT	5
1.2.5	Etudes liées au couplage : Le programme expérimental MUSE	6
1.2.6	Objectifs des expériences MUSE IV	6
2	Les moyens expérimentaux	9
2.1	Le réacteur MASURCA	9
2.1.1	Description des assemblages	9
2.1.2	Assemblages spécifiques au couplage	11
2.1.3	Barres de contrôle et de pilotage du réacteur	11
2.1.4	Les différentes configurations de sous-criticité	13
2.1.5	Les canaux de mesure	13
2.1.6	Les détecteurs	15
2.1.6.1	Les chambres à fission	15
2.1.7	Electronique associée	16
2.1.8	Acquisition pour l'expérience de modulation de source-externe	16
2.1.9	Acquisition avec les codeurs flash ADC	16
2.2	GENEPI	18
2.2.1	La production de deutons	18
2.2.2	La production de neutrons	19
2.2.3	Calibration absolue et monitoring de la source de neutrons	20
2.2.3.1	Calibration absolue de la source de neutrons	20
2.2.3.2	Monitoring de la source	22
2.2.3.3	Résultats des calibrations absolues et relatives	24
2.3	La source intrinsèque	26
2.3.1	Etude de la forme temporelle de la source	26

2.3.2	Mesure intégrale de l'intensité du faisceau	28
3	Mesure du coefficient de multiplication prompt	29
3.1	Principe de l'analyse dans le cas d'une impulsion de neutrons	29
3.1.1	Facteurs de multiplication	29
3.1.1.1	Facteur de multiplication effectif k_{eff}	29
3.1.1.2	Facteurs de multiplication k_i , k_{eff} et k_s	30
3.2	Résolution du problème dynamique avec l'approximation de la cinétique point . .	32
3.3	Modèle basé sur la distribution des temps entre deux générations.	33
3.3.1	Mise en défaut de la cinétique point.	33
3.3.2	Evolution de la population de neutrons basée sur la distribution intergénération	34
3.3.3	Prise en compte de la position des détecteurs et de la réaction de détection	35
3.3.4	Prise en compte de la corrélation entre le temps de vie des neutrons et la position des fissions	36
3.3.5	Prise en compte de la forme de la source	38
3.4	Discussion sur les approximations des deux modèles	39
3.5	Simulation numérique des grandeurs nécessaires à l'analyse	42
3.6	Application aux mesures de l'expérience MUSE IV	43
3.6.1	Traitement préalable des données brutes	43
3.6.2	Résultats dans la configuration SC0	44
3.6.2.1	Détecteurs localisés dans le coeur	44
3.6.2.2	Détecteurs localisés hors du combustible	47
3.6.3	Résultats dans la configuration SC2	49
3.6.3.1	Détecteurs localisés dans le coeur	50
3.6.3.2	Détecteurs placés hors de la zone combustible	51
3.6.4	Résultats dans la configuration SC3	52
3.6.4.1	Détecteurs localisés dans le coeur	52
3.6.4.2	Détecteur à seuil localisé hors combustible	54
3.6.5	Discussion des résultats et de la méthode d'analyse	55
3.7	Approche basée sur un modèle à deux régions	58
3.8	Méthode des aires	60
3.9	Robustesse de la méthode	62
3.9.1	Impact de la description géométrique sur $P'(\tau)$	62
3.9.2	Sensibilité de k_p à la description géométrique	63
3.9.3	Rôle de l'Importance	63
3.9.4	Sensibilité aux bases de données : exemple de la configuration plomb . .	65
3.10	Conclusions	67
4	Interruption de faisceau et autres types de réacteurs.	69
4.1	Application de la méthode à une interruption de faisceau continu	69
4.1.1	Fonctionnement de la source d'un ADS	69
4.1.2	Différence entre une impulsion et l'arrêt d'une source continue externe .	69

4.1.3	Considération pratique	71
4.2	Application de la méthode à d'autres types de réacteur	72
4.2.1	Démarche adoptée pour la validation de la méthode	72
4.2.2	Simulation d'un coeur représentatif d'un démonstrateur d'ADS	73
4.2.2.1	Description des coeurs modélisés	73
4.2.2.2	Distribution des temps intergénération et décroissance logarithmique	74
4.2.2.3	Simulation de la réponse d'un démonstrateur à une impulsion de neutrons	76
4.2.3	Résultats qualitatifs sur le rôle du réflecteur	78
4.3	Conclusions	81
5	Mesure de la fraction de neutrons retardés	83
5.1	Principe de la méthode	83
5.1.1	Rappel sur les neutrons retardés	83
5.1.2	Procédure expérimentale	84
5.2	Principe de l'analyse	85
5.2.1	Equations de la cinétique point à un groupe de neutrons retardés	85
5.2.2	La cinétique ponctuelle inverse	87
5.2.3	Détermination absolue de la fraction effective de neutrons retardés	88
5.3	Forme temporelle de la modulation de source	89
5.4	Analyse et résultats	90
5.4.1	Sommation des cycles	90
5.4.1.1	Détermination des niveaux asymptotiques et de la contribution des précurseurs	91
5.4.2	Résultats	91
5.5	Détermination de β_{eff} par simulation	93
5.5.1	Principe	93
5.5.2	Données nucléaires nécessaires	95
5.5.3	Calcul du flux adjoint	96
5.6	Résultats	97
5.6.1	Calcul de β_{eff} dans le mode stabilisé du réacteur	97
5.6.2	Configuration SC3 plomb	100
5.6.3	Fraction de neutrons retardés avec une source externe de neutrons	100
5.6.4	Calcul de η	101
5.7	Conclusion	102
A	Résultats du benchmark	105
A.1	Configuration COSMO	105
A.1.1	Paramètres cinétiques	105
A.1.2	Taux de réaction	105
A.1.3	Spectres en énergie	105
A.2	Configuration MUSE-4 référence	106

A.2.1	Paramètres cinétiques	106
A.2.2	Taux de réaction	108
A.2.3	Spectres en énergies	108
A.3	Configuration sous-critique	110
A.3.1	Paramètres cinétiques et puissance produite	110
A.3.2	Calcul des taux de réaction	111
A.3.3	Spectres en énergie	112
A.3.4	Spectres temporels	113
B	Simulation de spectre énergétique	115
B.1	Dépendance du flux au niveau de sous-criticité	115
B.2	Source centrée et source de fission stabilisée	115
B.3	Spécificité du tube dédié à la spectrométrie	116
B.4	Flux simulé à différentes positions du tube mobile	116
B.5	Flux simulé dans différents types de tubes	116
C	Ajustement des données expérimentales	119
C.1	Méthode	119
C.2	Lissage par ondelettes	120

Chapitre 1

Contexte de l'étude - L'EXPERIENCE MUSE-IV

Afin d'étudier les propriétés neutroniques d'un réacteur sous-critique piloté par une source externe de neutrons, une série d'expériences a été conduite en collaboration avec le CEA Cadarache dans le cadre du programme MUSE. La réalisation et l'interprétation de ces expériences ont été effectuées par des équipes de plusieurs instituts de recherche européens dans le cadre du cinquième PCRD¹ (contrat n° FIKW-CT-2000-00063). Ce chapitre décrit le contexte et les motivations de cette étude ainsi que l'organisation de ce manuscrit.

1.1 Les déchets nucléaires

Avec un total de 145 réacteurs nucléaires exploités en Europe pouvant fournir une puissance électrique de 125 GWe, soit 35 % de la consommation électrique européenne [1], avec cependant des différences importantes selon les pays, il semble que cette forme d'énergie soit amenée à maintenir sa capacité voire à se développer au cours des années à venir. Cependant, même si l'exploitation des centrales a largement montré la maîtrise de l'énergie nucléaire civile, il est apparu indispensable de trouver une solution acceptable du point de vue environnemental et social au traitement des déchets nucléaires.

En effet, durant le fonctionnement d'un réacteur, l'irradiation du combustible conduit, suite à la fission de noyaux lourds ou bien suite à des captures neutroniques, à la formation de noyaux instables. Ces noyaux sont radioactifs avec des périodes qui peuvent être très courtes ou bien de l'ordre de plusieurs centaines de milliers d'années. Evidemment, plus la période est courte plus la radioactivité est importante, et le stockage doit être adapté. C'est pour cette raison, qu'une fois le combustible déchargé, il est laissé pendant quelques années dans une piscine sur site afin de refroidir.

Les noyaux à durée de vie longue posent un problème différent lié à leur période qui n'est pas gérable à l'échelle de temps humaine. Il est donc nécessaire de tout mettre en oeuvre pour que ces éléments ne puissent jamais se retrouver au contact d'organismes vivants dans le futur.

¹Programme Cadre de Recherche et Développement de la Communauté Européenne, 2000-2004

Les noyaux lourds, appelés actinides mineurs (AM), qui sont obtenus par captures successives sur le combustible initialement chargé dans le réacteur, représentent la majorité des noyaux à vie longue lors du déchargement. Il faut également noter que plusieurs produits de fission, tels le ^{99}Tc et l' ^{129}I , doivent être inclus dans ce type de déchets. Les autres produits de fission ont généralement des périodes beaucoup plus courtes et posent par conséquent moins de problèmes à très long terme.

En considérant que la majorité des réacteurs (REP français) actuels sont chargés avec le même combustible, soit de l'uranium avec un enrichissement à 3.5% en ^{235}U , l'inventaire des déchets, pour une année de fonctionnement du réacteur à une puissance moyenne de 900 MWe, est composé d'environ 200 kg de plutonium, 16 kg d'actinides mineurs (neptunium, américium et curium), 700 kg de produits de fission (PF) dont seulement 50 kg à durée de vie longue [2].

1.1.1 Gestion des déchets

Il existe deux politiques distinctes vis à vis de ces éléments radioactifs présents dans le combustible irradié. La première approche consiste à considérer le combustible usagé comme un déchet ultime. Il est alors conditionné dans des emballages très techniques. La possibilité de stocker ces déchets dans des couches géologiques profondes est étudiée. L'autre approche est basée sur le retraitement du combustible afin de séparer au maximum les différents éléments pour adapter leur conditionnement à leurs propriétés.

Dans ce sens, la politique française en la matière est assez représentative du comportement de certains pays. En effet, en France comme en Grande-Bretagne et au Japon, le combustible utilisé sortant des centrales nucléaires est retraité. Cette stratégie présente l'avantage de pouvoir isoler les éléments qui posent réellement un problème de stockage aussi bien à court terme qu'à long terme, et par conséquent le volume de déchets à considérer se trouve très fortement diminué. Cette stratégie permet surtout de réintégrer certains éléments comme l'uranium et le plutonium dans le cycle du combustible.

D'un autre côté, l'avantage du non-retraitement réside dans la possibilité d'un contrôle plus facile des matières fissiles et minimise donc les risques de prolifération. Certains pays (les Etats-Unis notamment) ont par conséquent engagé de nombreuses études concernant les possibilités de stockage profond réversible ou irréversible des déchets radioactifs dans des sites contrôlés [3].

En France, le stockage profond est également envisagé, mais il ne devrait pas concerner la totalité des déchets et d'autres solutions sont également considérées. L'étude de ces solutions en France s'inscrit dans le cadre de la loi de 1991 relative aux déchets nucléaires [5]. Cette loi incite les organismes de recherche publics à conduire des études sur la gestion des déchets. Trois axes de recherches sont ciblés par la loi, il s'agit :

- de la séparation et transmutation
- de l'entreposage en surface
- et du stockage dans les couches géologiques profondes.

Les recherches engagées depuis 15 ans devraient permettre au gouvernement de proposer dès 2006 une loi d'orientation autorisant éventuellement la construction d'un centre de stockage profond.

Il est évident que chaque axe correspond à un type de déchets résultant du retraitement ainsi que des différents processus industriels entrant en jeu tout au long du cycle du combustible. L'étude des réacteurs sous-critiques s'inscrit dans le cadre de l'étude de la transmutation. Il est important de garder à l'esprit qu'une fois le combustible usé retraité, seule une faible quantité de déchets pose réellement un problème de stockage pour des périodes supérieures à quelques milliers d'années. C'est évidemment pour ces éléments que la transmutation est envisagée. En effet, il paraît acceptable d'entreposer en surface les déchets dont la radiotoxicité sera équivalente à celle du minerai d'uranium après quelques siècles. Il est également envisagé de stocker dans des couches géologiques profondes les déchets dont la teneur en éléments radioactifs à vie longue est faible et qui sont généralement obtenus durant les divers processus industriels de fabrication ou de retraitement du combustible.

1.1.2 La transmutation et l'incinération

En Europe, pour une capacité de production de 145 GWe, 25 tonnes de Pu sont produites par an ainsi que 3.5 tonnes d'actinides mineurs et à peu près la même quantité de produits de fission à vie longue. L'incinération du plutonium peut être effectuée dans des réacteurs critiques, c'est d'ailleurs le cas dans certains réacteurs à eau légère dont une partie du combustible est du MOX (mélange d'oxydes PuO_2/UO_2). Mais l'inventaire de plutonium peut également servir de combustible dans des réacteurs à spectre rapide (ou y être produit par capture sur l' ^{238}U) du type Superphenix ou autres.

Pour des combustibles avec une forte teneur en actinides mineurs, les propriétés neutroniques dégradées vis à vis de la sûreté des réacteurs, notamment la faible fraction de neutrons retardés émis par les produits de fission, rendent leur utilisation dans des réacteurs critiques impossible en grandes quantités. Cependant, une possibilité pour s'affranchir de ce problème, est d'utiliser ces combustibles dans des réacteurs sous-critiques. Un tel système, nécessitant l'utilisation d'une source externe de neutrons, est appelé réacteur hybride ou désigné sous le sigle ADS (Accelerator Driven System) en raison du rôle joué par la source. En effet, à l'inverse d'un réacteur critique, le pilotage du réacteur n'est pas dépendant de la fraction de neutrons retardés puisque c'est la source externe qui assure ce rôle. Par conséquent, les systèmes sous-critiques, beaucoup moins contraignants vis à vis des propriétés neutroniques, sont mieux adaptés à l'incinération des actinides mineurs.

Il a été montré que l'extraction poussée (99.9 %) des actinides mineurs et de certains produits de fission à vie longue du combustible usé, puis leur incinération ou transmutation dans un réacteur sous-critique conduisait finalement à réduire à 700 ans le temps nécessaire pour que le combustible retrouve une radiotoxicité équivalente à celle du minerai d'uranium, au lieu de plusieurs centaines de milliers d'années [4].

1.2 Les systèmes hybrides

1.2.1 Historique

En 1940, G. Seaborg fabriqua du plutonium en bombardant une cible d'uranium avec un faisceau de protons de haute énergie [14]. L'utilisation d'un faisceau de protons pour produire de la matière fissile a continué de faire l'objet de nombreuses études en Amérique du Nord, jusqu'à ce que le premier concept de transmutateur sous-critique soit proposé par C. Bowman en 1992 [6].

En Europe, C. Rubbia au CERN proposa l'idée de l'amplificateur d'énergie : il s'agit d'un réacteur sous-critique, alimenté par une source externe et basé sur le cycle U/Th qui présente l'avantage de réduire de manière considérable l'inventaire d'actinides mineurs [7]. Ce concept a conduit à la réalisation des expériences FEAT (First Energy Amplifier Test) [8] et TARC (Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing) [9] au CERN. Pendant l'expérience FEAT, un massif d'uranium naturel métallique a été irradié par une source externe intense de neutrons obtenue en utilisant l'accélérateur de protons PS du CERN. Par la suite, l'expérience TARC, utilisant la même source externe, a permis de montrer qu'il était possible de transmuter certains produits de fission à vie longue en éléments stables [10].

1.2.2 Généralités

Maintenant que les potentialités de la transmutation ainsi que l'avantage de la sous-criticité pour sa mise en oeuvre ont été mis en évidence, il est cependant nécessaire de souligner quels sont les problèmes et enjeux technologiques posés par les systèmes hybrides. Un réacteur sous-critique est caractérisé par la nécessité d'injecter des neutrons dans le milieu multiplicateur afin d'entretenir le flux dans le réacteur pour éventuellement transmuter certains éléments. Il faut remarquer que les neutrons présents dans le système ne sont pas uniquement des neutrons apportés par la source externe mais sont majoritairement émis suite au processus de multiplication.

La solution retenue pour injecter les neutrons dans le réacteur est de placer une cible de spallation dans le réacteur et de lui coupler un accélérateur de protons. Les réactions de spallation induites par les protons dans la cible doivent générer un nombre important de neutrons. Pour que ces neutrons soient le plus efficace possible ensuite vis à vis de la fission, le module de spallation est localisé au centre du massif sous-critique.

1.2.3 Le projet XADS/XADT

Un projet de démonstrateur de système sous-critique piloté par une source externe de neutrons pouvant fonctionner à une puissance de 100 MW fait actuellement l'objet d'études au niveau européen [11]. Il est prévu dans la première phase de fonctionnement que le réacteur désigné sous le sigle XADS (eXperimental Accelerator Driven System) soit chargé avec du combustible déjà utilisé dans les réacteurs à spectre rapide du type SUPERPHENIX. La deuxième phase du programme appelée XADT (eXperimental Accelerator Driven Transmuter) propose d'étudier des combustibles innovants avec une teneur importante en actinides mineurs pour valider expérimentalement ses potentialités d'incinération. Les études menées ont permis de mettre

en évidence certains problèmes nécessitant un effort supplémentaire de R&D. Dans ce contexte, de grands projets décrits dans la section suivante ont été engagés dans le cadre de collaborations internationales. La stratégie étant d'étudier de manière indépendante, mais aussi en couplage, les différents éléments d'un ADS, soient l'accélérateur de protons, la cible de spallation et le massif sous-critique.

1.2.4 Les expériences en soutien au projet XADS/XADT

Il est admis que le meilleur moyen pour apporter un grand nombre de neutrons dans le massif sous-critique est d'utiliser les réactions de spallation induites par des protons de haute énergie. L'objectif étant de créer un maximum de neutrons par proton en dépensant cependant le moins d'énergie pour leur accélération, il apparaît que le meilleur compromis est obtenu pour des protons de 1 GeV interagissant avec une cible d'élément lourd [8, 13].

Le maintien d'un niveau de flux élevé dans le réacteur requiert par contre un faisceau d'une intensité de l'ordre de quelques dizaines de mA, ce qui est un ordre de grandeur supérieur aux capacités des accélérateurs existants. Dans cette optique, il semble que la technologie des accélérateurs linéaires (LINAC) soit la plus adaptée [4]. Un effort doit également être entrepris pour rendre l'accélérateur compatible en terme de fiabilité et de disponibilité avec une installation nucléaire.

Actuellement, en Europe, deux projets, IPHI (High Intensity Proton Injector)[15] et TRASCO (TRASmutazione SCORie) [16] sont engagés sur l'étude d'un accélérateur de protons répondant aux cahiers des charges d'un démonstrateur d'ADS. Des travaux similaires sont menés au Japon et aux Etats-Unis [17, 18].

L'observable d'intérêt pour la source externe est le nombre de neutrons qu'il est possible de produire au centre du réacteur : les caractéristiques de la cible de spallation ont donc une grande importance. Il s'agit aussi de l'élément le plus innovant d'un ADS. La cible doit à la fois posséder un bon rendement neutronique ainsi que des propriétés mécaniques et chimiques garantissant sa durée de vie et la sûreté de l'installation malgré la puissance reçue (plusieurs dizaines de MW) ainsi que les dommages induits par les produits de spallation et le flux de neutrons.

Il semble actuellement que le choix du matériau de la cible de spallation s'oriente vers un eutectique plomb-bismuth avec une température de fusion assez basse, ce qui simplifie considérablement les problèmes de refroidissement grâce à la convection. Un des problèmes majeurs reste l'interface entre le faisceau de protons et le module de spallation. Deux possibilités, avec dans les deux cas des problèmes spécifiques, sont envisagées :

- il s'agit dans une premier cas d'introduire une fenêtre séparant le vide de l'accélérateur de la cible. Cette fenêtre doit résister à l'augmentation locale de la température due au passage du faisceau de protons sans toutefois dégrader son énergie.
- la deuxième option consiste à envoyer le faisceau directement sur la cible de spallation. Le problème posé dans ce cas est le maintien du niveau de vide dans l'accélérateur malgré la vaporisation du métal de la cible à l'interface.

L'expérience MEGAPIE (MEGAwatt Pilot Experiment) au PSI [19] devrait permettre d'obtenir des connaissances sur le comportement de la cible de spallation dans des conditions très représentatives du fonctionnement d'un ADS.

1.2.5 Etudes liées au couplage : Le programme expérimental MUSE

L'étude du couplage entre un système sous-critique et une source externe de neutrons est assez complexe en raison des processus parfois mal connus qui ont lieu dans la source de spallation. Durant les expériences MUSE (MULTiplication d'une Source Externe), l'étude de la réponse du réacteur MASURCA (MAquette SURgénérateur CADarache) à une excitation externe a pu être découplée des phénomènes de spallation en utilisant une source de neutrons dont les caractéristiques sont bien connues.

Le programme MUSE a été effectué en plusieurs étapes. Durant les premières phases (MUSE I et II) une source de californium introduite au milieu du coeur a été utilisée. Un ensemble de mesures a été effectué pour étudier la perturbation du flux induite par la source pour différents niveaux de sous-criticité. L'importance des neutrons issus de la fission du californium a aussi été mesurée en modifiant la nature des matériaux autour de la source .

Lors de la phase MUSE III, la source de californium a été remplacée par un générateur de neutrons (GENIE 26) fabriqué par la société SODERN [21]. La possibilité d'effectuer des mesures en mode impulsionnel a permis d'étudier la réponse du réacteur à une impulsion de neutrons en fonction de la réactivité du système. L'interprétation des expériences a cependant été rendue très délicate en raison de la forme de l'impulsion de neutrons (longue traînée en fin d'impulsion), et surtout à cause de la présence d'environ 1 kg d'éléments hydrogénés dans le générateur SODERN introduit au milieu du réacteur dans un tube vertical. Cette phase du programme a cependant contribué de manière significative à la mise au point des outils expérimentaux ainsi qu'à la définition du cahier des charges de la source externe utilisée pendant la phase MUSE IV [23, 22].

Le GENErateur de NEutrons Pulsé Intense (GENEPI) a donc été construit et qualifié au LPSC Grenoble pour le programme MUSE IV. Les caractéristiques principales retenues suite aux expériences MUSE III ont été une largeur d'impulsion inférieure à la μs avec une fin d'impulsion très franche, une absence de matériaux hydrogénés dans la partie du générateur introduite dans le réacteur, ainsi qu'une intensité et une gamme de fréquences supérieures à celles du générateur SODERN.

1.2.6 Objectifs des expériences MUSE IV

La phase MUSE IV représente un avantage considérable par rapport aux autres phases du programme grâce à l'utilisation d'une source pulsée externe intense avec une durée d'impulsion très brève qui permet d'avoir accès à la réponse du système quelques micro-secondes après l'excitation. Il a également été tiré profit de la modularité du réacteur pour étudier plusieurs configurations de sous-criticité et plusieurs matériaux représentatifs du caloporteur.

Des mesures statiques ont tout d'abord été engagées dans une configuration critique, avant que trois niveaux de sous-criticité ne soient explorés. L'idée a été de partir d'une configuration proche de la criticité, $k \approx 0.995$, avant d'étudier deux configurations dont les facteurs de multiplication ont une valeur représentative de celle que pourrait avoir un réacteur sous-critique, soient $k \approx 0.97$ et $k \approx 0.95$. Cette stratégie a permis de mieux comprendre la spécificité d'un réacteur sous-critique par rapport aux réacteurs classiques. La description de ces configurations ainsi que

les caractéristiques de GENEPI sont présentées dans le chapitre 2 de ce manuscrit.

Des expériences variées ont été effectuées, d'une part pour valider la connaissance des caractéristiques spectrales du réacteur sans source externe, et d'autre part afin d'étudier l'effet des hétérogénéités géométriques dues à la présence de l'accélérateur. Les mesures effectuées à une fréquence donnée permettent également d'étudier la distorsion du flux résultant de l'apport de neutrons au centre du réacteur : généralement, ces mesures statiques, ou pseudo-statiques, sont effectuées en étudiant la distribution spatiale du taux de fission de certains isotopes cibles ainsi que l'activation d'échantillons divers [24].

La comparaison des résultats expérimentaux obtenus pour ces mesures quasi-statiques avec ceux obtenus à l'aide de codes de calcul neutronique (qu'ils soient déterministes ou basés sur des méthodes Monte-Carlo) doit permettre de définir une feuille de route pour le calcul des paramètres neutroniques d'un ADS. La recommandation d'un schéma de calcul privilégié avec les bases de données nucléaires appropriées devrait être facilitée par la mise en place d'un Benchmark relatif aux expériences MUSE IV réalisé par les différents partenaires de la collaboration. Cet exercice, qui a été placé sous l'égide de la NEA (Nuclear Energy Agency), est basé sur une description simplifiée des différentes configurations [25] et définit les grandeurs d'intérêt à calculer pour l'interprétation des expériences. Les résultats du Benchmark obtenus dans le cadre de ce travail sont présentés dans l'annexe A.

Parallèlement aux mesures statiques conventionnelles dans l'étude des réacteurs, des méthodes de mesures de la réactivité basées sur l'analyse de la réponse dynamique du système à l'excitation de la source ont été testées. L'objectif est de développer et de qualifier ces méthodes d'analyse durant le programme MUSE IV afin de pouvoir proposer une ou des techniques de suivi en ligne de la sous-criticité d'un ADS.

L'équipe expérimentale du LPSC a pris une part importante dans ces mesures dynamiques et a également effectué des mesures de spectre énergétique de neutrons en utilisant un détecteur à ^3He . L'analyse de ces mesures de spectrométrie, n'ayant pas fait l'objet de ce travail, n'est pas présentée ici mais peut être trouvée dans les références [26] et [27]. Cependant quelques résultats obtenus par simulation sont présentés dans l'annexe B.

Deux types de mesures dynamiques ont été réalisés et analysés dans le cadre de ce travail. Tout d'abord la réponse du réacteur à une impulsion de neutrons a été mesurée afin de comprendre la décroissance prompte du flux pour les différentes configurations de sous-criticité et de tester une procédure de mesure de réactivité. La méthode utilisée pour déterminer la réactivité ainsi que les résultats sont présentés dans le chapitre 3. La possibilité d'étendre cette méthode à d'autres types de réacteurs sous-critiques dont la source externe n'est pas pulsée est discutée dans le chapitre 4.

Enfin, les phénomènes à l'échelle de temps des neutrons retardés (plusieurs dizaines de secondes) ont également pu être étudiés en faisant varier de manière quasi instantanée la fréquence de l'accélérateur et par conséquent l'intensité de la source externe. La justification théorique et les résultats obtenus dans deux configurations de sous-criticité font l'objet du chapitre 5.

Chapitre 2

Les moyens expérimentaux

Dans ce chapitre, le réacteur expérimental MASURCA ainsi que l'accélérateur de deutons GENEPI utilisé pour la production de neutrons sont présentés. Les détecteurs utilisés ainsi que l'électronique qui leur est associée sont également décrits.

2.1 Le réacteur MASURCA

Le réacteur MASURCA [28] est un réacteur maquette datant des années 60 de faible puissance originellement dédié à l'étude des réacteurs rapides refroidis au sodium. Sa grande modularité a permis son couplage avec le générateur de neutrons GENEPI afin d'étudier les propriétés neutroniques des milieux multiplicateurs sous-critiques. Une vue de la partie inférieure du réacteur par laquelle les assemblages sont chargés est présentée sur la figure 2.1.

2.1.1 Description des assemblages

Le réacteur est composé d'assemblages de section carrée (10.6 cm x 10.6 cm) d'une hauteur d'environ 230 cm. Sans tenir compte des tubes aménagés pour le couplage avec GENEPI, il existe essentiellement trois catégories d'assemblages : une pour la zone combustible, une pour la zone réflecteur et une pour le bouclier. Les assemblages sont remplis de réglettes ou de barreaux de section égale à $[1/8 \times 1/8]$ fois la section utile des tubes. Des blocs de section égale à 10.16 cm x 10.16 cm sont également utilisés pour le remplissage dans les zones homogènes.

Le combustible est un mélange d'oxydes de plutonium et d'uranium (MOX) avec respectivement 70 % d'uranium appauvri à environ 0.3 % et 30 % de plutonium. Il existe trois types de combustible, selon les assemblages, avec des teneurs plus ou moins importantes en ^{239}Pu et ^{240}Pu .

Le sodium, devant représenter à l'origine, le caloporteur d'un réacteur de type Superphenix, est à l'état solide et est gainé avec de l'acier.

Les figures 2.2(a) et 2.2(b) montrent l'arrangement des réglettes de sodium et des cylindres de MOX (MOX/Na) ainsi que celui des réglettes de sodium et d'acier (Na/SS) qui est utilisé respectivement pour le remplissage des zones de combustible et de réflecteur.

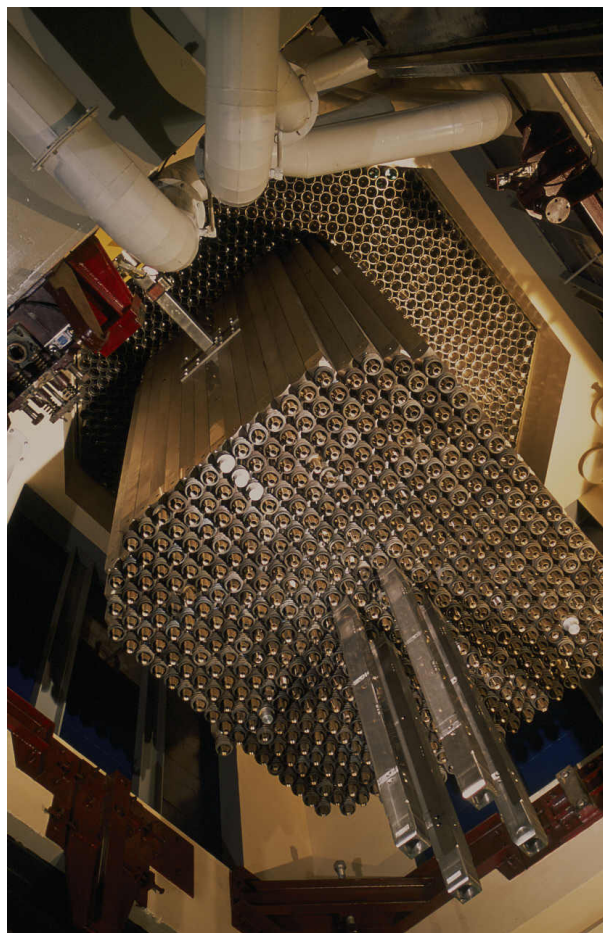


FIG. 2.1 – Photo du réacteur MASURCA vu de dessous (photo CEA).

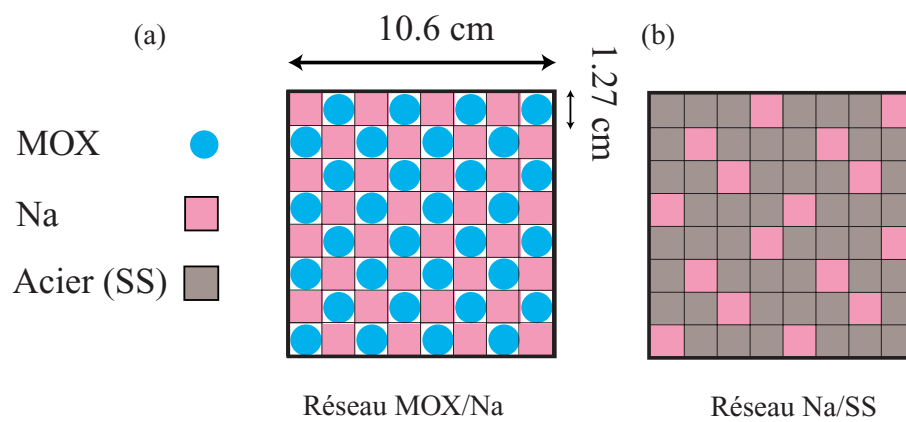


FIG. 2.2 – Réseau MOX/Na du combustible et réseau Na/SS des zones réflectrices.

Les trois types de tubes, qui sont présentés sur la figure 2.3, sont les suivants :

– Tube combustible :

Un tel assemblage est composé d'une partie remplie selon le réseau MOX/Na (figure 2.2(a)) sur une hauteur de 60.96 cm, d'un réseau Na/SS (figure 2.2(b)) sur une hauteur de 30.48 cm de part et d'autre de la zone fissile. Un élément diffuseur d'une épaisseur inférieure au cm sépare ces deux régions. Le reste du tube est rempli de blocs d'acier ou de permali qui complètent le réflecteur axial et assurent un rôle de protection radiologique.

– Tube réflecteur :

Ces tubes sont assez similaires à ceux de la zone combustible, le réseau MOX/Na étant remplacé par celui de type Na/SS dans la partie centrale. La taille de la zone Na/SS de part et d'autre des deux zones diffusantes est de 20.32 cm et le reste du tube est également composé d'acier et de permali.

– Tube du bouclier :

Ces tubes entourant le coeur du réacteur sont remplis de blocs d'acier et forment la protection radiale.

2.1.2 Assemblages spécifiques au couplage

Une partie des différents assemblages décrits précédemment a dû être modifiée afin de permettre l'arrivée du faisceau de deutons au centre du réacteur par l'intermédiaire d'un doigt de gant. L'introduction de ce doigt de gant a nécessité l'aménagement d'un canal d'une hauteur égale à 12 cm et de largeur égale à 9 cm. La structure du canal aménagé pour le couplage est faite d'aluminium ainsi que de plomb.

Pour les tubes du bouclier, il a juste suffi de retirer des blocs d'acier pour obtenir l'espace nécessaire. Dans la zone réflecteur et la zone combustible, la modification a été réalisée en diminuant l'épaisseur de la partie réflecteur (Na/SS) des tubes et en décalant symétriquement les éléments du centre vers le haut et vers le bas. Dans les assemblages combustible, une partie du réseau contenant des éléments fissiles se trouve donc décalée par rapport aux tubes voisins.

Du point de vue neutronique, le passage du doigt de gant, essentiellement vide de matière, introduit une hétérogénéité particulière dans le système. Afin de symétriser le flux, les assemblages contenant du combustible et situés dans le prolongement du doigt de gant ont également été modifiés par l'ajout de blocs de plomb de même taille que l'espace ménagé pour le doigt de gant. Cet arrangement présente également l'avantage très important d'améliorer la représentativité de la source externe vis à vis d'une source de spallation dans un ADS. Afin d'accentuer cet effet, quatre tubes combustible, les plus proches de la cible, ont subi la même transformation sur la moitié de leur section. La zone tampon de plomb ainsi formée autour de la cible permet d'augmenter la probabilité de réaction ($n,2n$) des neutrons issus de la cible.

2.1.3 Barres de contrôle et de pilotage du réacteur

Pour les configurations du programme MUSE IV quatre assemblages absorbants sur leur partie supérieure sont utilisés pour le démarrage et l'arrêt du réacteur. En mode de fonctionnement normal du réacteur, ces assemblages sont relevés. L'insertion de ces barres peut être utilisée pour

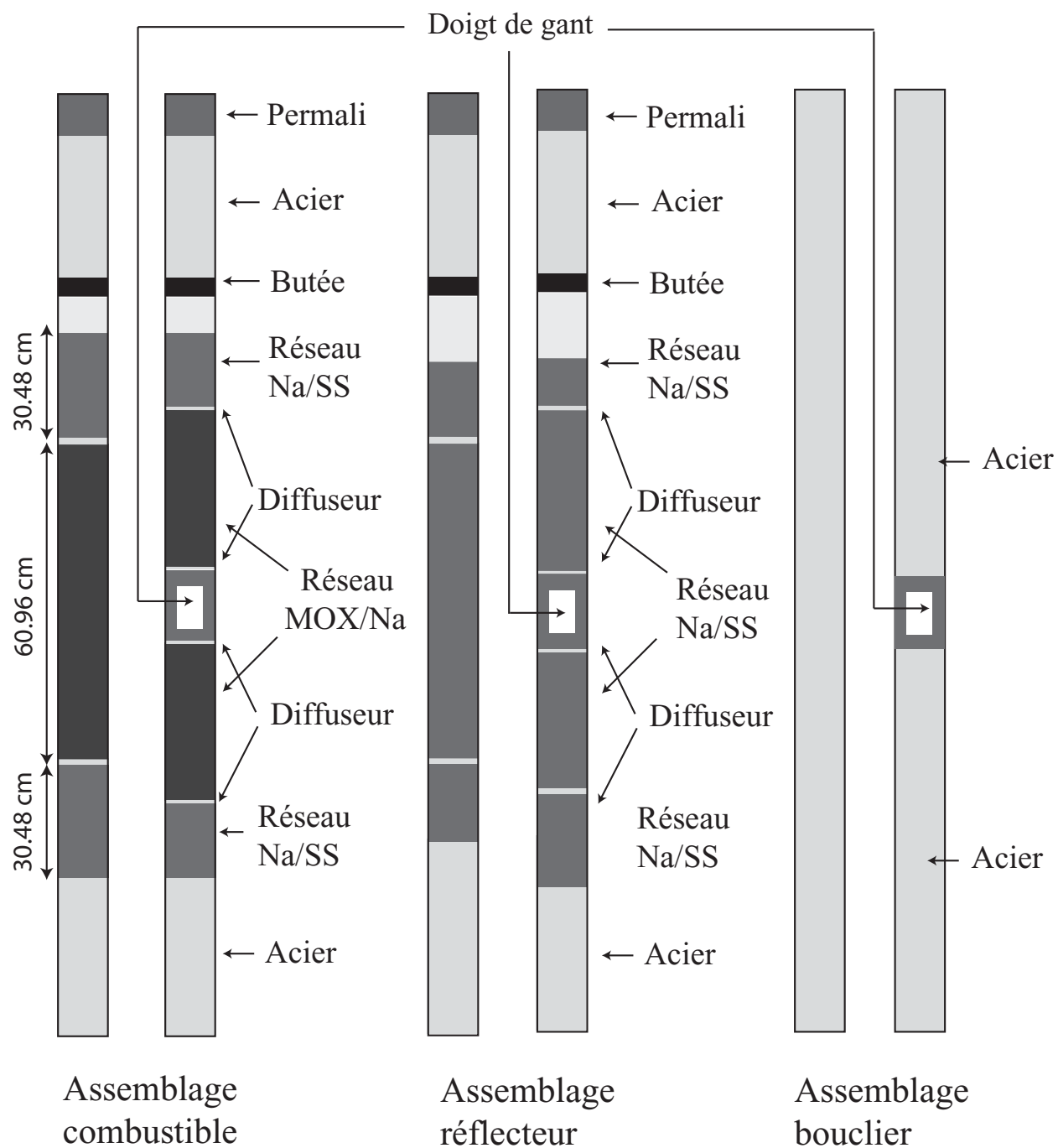


FIG. 2.3 – Vue verticale des principaux assemblages de MASURCA et des modifications apportées pour aménager le passage du doigt de gant.

obtenir des configurations sous-critiques en gardant cependant à l'esprit que le flux se retrouve localement fortement perturbé dans ce cas. Ce type d'assemblage est identique dans sa partie basse aux tubes standards de la zone qui l'entoure. Par conséquent en position haute, les barres n'induisent pas de perturbation dans le système.

Un tube spécifique dans lequel est introduit une barre servant au pilotage est également chargé dans la zone combustible. Il peut également être utilisé pour induire cette fois une très faible variation du coefficient de multiplication du système. Cette barre de pilotage est constituée d'un barreau d'uranium métallique fortement enrichi en ^{235}U (30 %) autour duquel il est possible de faire coulisser un anneau de polyéthylène dans la partie basse et d'aluminium dans la partie haute. La capacité du polyéthylène à thermaliser les neutrons implique que, lorsque la barre est haute, c'est à dire lorsque le polyéthylène entoure le barreau d'uranium, le coefficient de multiplication est augmenté par rapport à la position basse de la barre. Cependant, le faible nombre de fissions induites dans la barre implique un effet limité à environ 150 pcm^1 d'antiréactivité.

2.1.4 Les différentes configurations de sous-criticité

La disposition ainsi que le nombre des différents assemblages permettent d'explorer plusieurs niveaux de réactivité. Les résultats obtenus pour les trois configurations sous-critiques du programme MUSE IV sont présentés dans ce manuscrit. Une configuration appelée REFérence, proche de la criticité a été étudiée afin de calibrer les mesures de réactivité au début du programme. Par la suite, les trois configurations distinctes SC0, SC2 et SC3 ont été obtenues grâce au remplacement d'assemblages de type combustible par des assemblages réflecteur à la périphérie du coeur.

Enfin, le sodium contenu dans 21 assemblages autour de la source externe a été remplacé en fin de campagne expérimentale par du plomb dans la configuration SC3. Cette configuration ainsi obtenue est appelée SC3 plomb.

La disposition des assemblages dans la configuration SC0 est présentée sur la figure 2.4.

La figure 2.5 montre deux coupes verticales du réacteur dans la configuration SC0 respectivement dans les plans perpendiculaires à l'axe est/ouest et nord/sud.

Les deux autres configurations SC2 et SC3 obtenues à partir du retrait d'assemblages de combustible périphériques sont présentées sur la figure 2.6.

Dans MASURCA, la position des assemblages est repérée par une lettre et deux nombres : la première lettre correspond à la position est ou ouest du tube par rapport à l'axe nord/sud. Le premier nombre, compris entre 1 à 36, caractérise la position sur l'axe nord/sud (axe Y sur la figure 2.4) et le deuxième, compris entre 1 et 18, la position sur l'axe est/ouest (axe X).

2.1.5 Les canaux de mesure

Afin de permettre l'introduction de systèmes de mesure ou de cibles à irradier dans le réacteur, de nombreux canaux sont aménagés dans les assemblages. Une douzaine de canaux axiaux sont orientés le long de l'axe des tubes, l'introduction des systèmes se faisant à partir

¹1 pcm = 10^{-5}

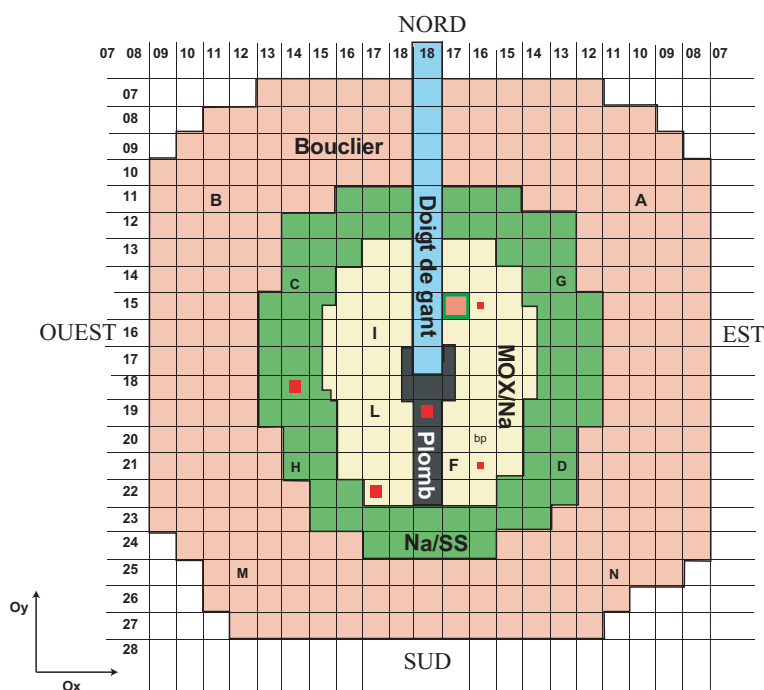


FIG. 2.4 – Disposition des assemblages dans la configuration SC0.

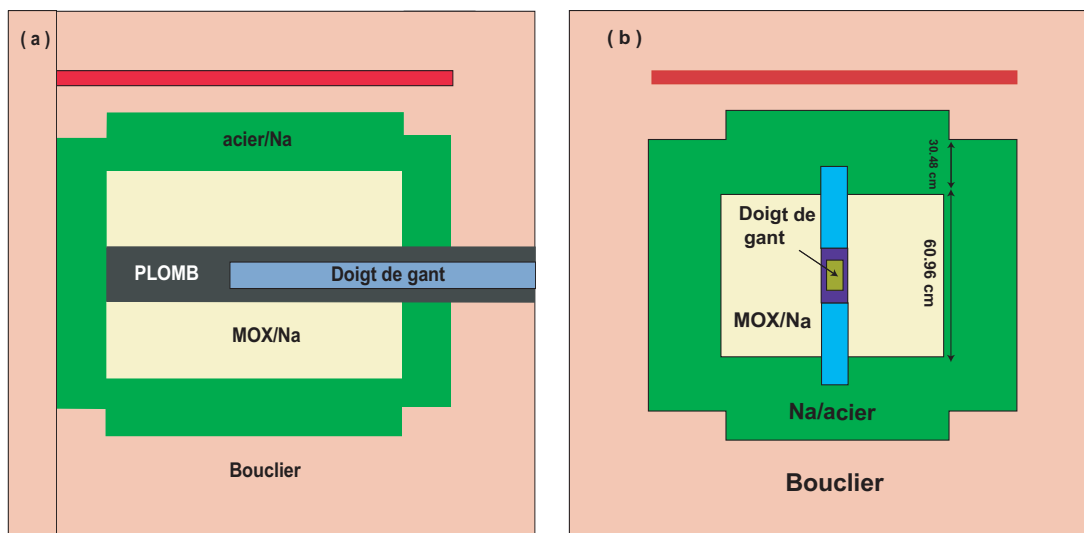


FIG. 2.5 – Coupes verticales du réacteur MASURCA perpendiculaires à l'axe est/ouest (a) et nord/sud (b).

du sommet du réacteur. Il existe également deux canaux horizontaux traversant plusieurs assemblages selon un axe nord-sud et est-ouest. Les canaux axiaux ont une section utile de l'ordre de

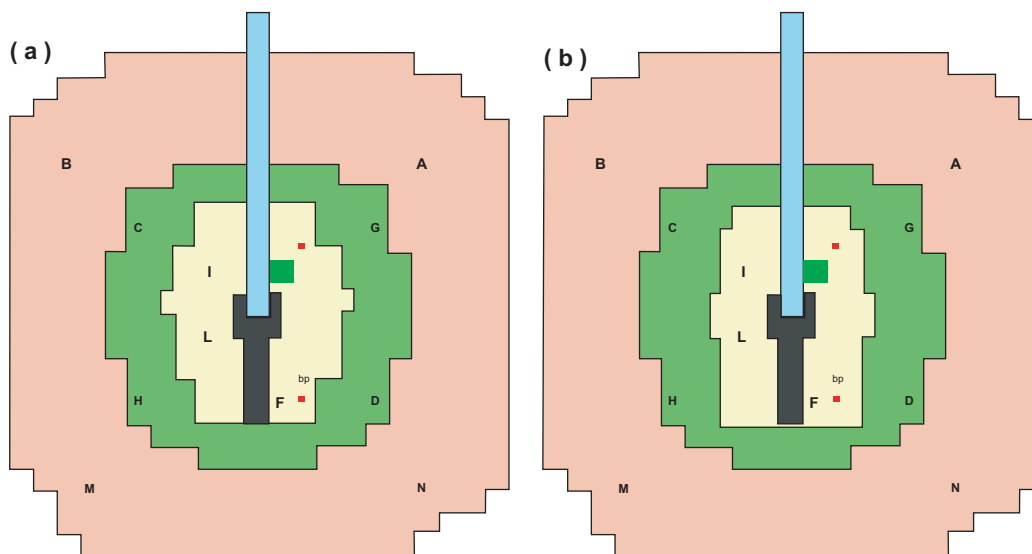


FIG. 2.6 – Contours des configurations SC2 et SC3.

1.27 cm×1.27 cm puisqu'ils sont généralement obtenus en enlevant une réglette de sodium dans les parties formées de réseau combustible.

Il existe également trois tubes différents dénommés “tubes ISN” avec des canaux expérimentaux dont la section est de 2.54 cm×2.54 cm afin d'introduire des dispositifs de mesure ayant un diamètre plus important. Un tel tube se trouve à la verticale de la cible tritiée. Un autre est localisé dans le réflecteur : le canal de mesure dans cet assemblage a la spécificité d'être entouré de réglettes de plomb sur une épaisseur de 2.54 cm et sur une hauteur de 20.32 cm de part et d'autre du plan médian. Le dernier tube susceptible d'être déplacé est dédié à des mesures de spectrométrie de neutrons. Ce canal est également entouré de plomb sur 2.54 cm sur la hauteur du coeur. Pour compenser la perte de réactivité induite par ce tube, qui peut être en périphérie mais également au milieu du coeur, la partie entourant le plomb est entièrement remplie de réglettes cylindriques de MOX. L'enveloppe de plomb a pour but de protéger le détecteur du flux de rayons gamma.

2.1.6 Les détecteurs

2.1.6.1 Les chambres à fission

Il existe un ensemble de détecteurs appelés “moniteurs” et localisés dans des canaux dédiés qui sont utilisés pour le suivi de l'évolution du réacteur. Ces moniteurs sont caractérisés par leur taille importante. Il s'agit essentiellement de chambres à fission chargées en ^{235}U , bien que des compteurs BF3 aient également été utilisés dans la configuration SC0. Il existe aussi un ensemble de chambres à fission de taille plus réduite chargées de différents isotopes (^{235}U , ^{237}Np , ^{238}U ...) qui peuvent également être introduites dans les différents canaux décrits précédemment.

Le principe de ces chambres à fission repose sur l'ionisation d'un gaz inerte par un des deux

produits de fission (PF) ($E \approx 80$ MeV). L'intérêt de tels détecteurs réside dans la possibilité de discriminer la charge collectée correspondant à l'ionisation induite par un PF et celle induite par le rayonnement gamma du milieu ou par un alpha (quelques MeV) émis par l'isotope fissile de la chambre.

Ces chambres peuvent fonctionner de deux manières : en mode courant, la charge collectée est proportionnelle au nombre de fissions dans le détecteur (mode adapté aux forts taux de comptage) et en mode impulsionnel, où la charge collectée correspondant à une fission est comptabilisée individuellement.

2.1.7 Electronique associée

L'acquisition des signaux des différents détecteurs décrits dans la section précédente a nécessité l'utilisation de cartes VME (Versa Module Europa) développées dans les services du LPSC. Une station SUN permet d'utiliser le système d'acquisition OASIS (développé à l'IPN Orsay) qui gère les cartes VME et le monitoring en ligne des signaux acquis. Le système d'acquisition a été utilisé dans deux modes différents selon les mesures effectuées avec dans chaque cas un format spécifique pour le stockage des données. L'horloge du système a une fréquence de 10 MHz autorisant un marquage temporel des événements avec une précision de 100 ns.

2.1.8 Acquisition pour l'expérience de modulation de source-externe

Lors des expériences de variation de source externe, tous les signaux (analogiques et logiques) sont acquis grâce à un codeur ADC VME développé au LPSC. La spécificité de ce codeur est qu'il permet le marquage temporel des événements parallèlement au codage de leur amplitude. Huit voies sont disponibles sur ce module. Le couplage deux à deux des voies pour un même signal est possible, offrant la possibilité de réduire le temps mort associé au codage des signaux.

En pratique, trois types de signaux sont enregistrés, ceux relatifs au monitoring de la source externe (particules chargées, intégrale de courant ...) décrits dans la section 2.2, ceux des chambres à fission et éventuellement ceux pouvant servir lors du traitement des données (pulsation de GE-NEPI, changement de fréquence...). Le câblage d'un détecteur et des signaux utiles à l'analyse est présenté sur la figure 2.7.

2.1.9 Acquisition avec les codeurs flash ADC

Des FLASH ADC de 12 bits ont été utilisés pour les mesures de spectrométrie ainsi que pour les mesures dynamiques préliminaires. Les signaux directement issus du pré-amplificateur sont branchés sur le FLASH ADC en mode simple ou différentiel. Le même signal est également mis en forme avec un amplificateur rapide. Le passage du signal amplifié à travers un discriminateur à seuil permet d'obtenir un signal logique correspondant à un événement.

Le FLASH ADC mémorise l'amplitude du signal grâce à une mémoire tournante de 4096 canaux avec un échantillonnage en temps correspondant à celui de l'horloge du système (100 ns).

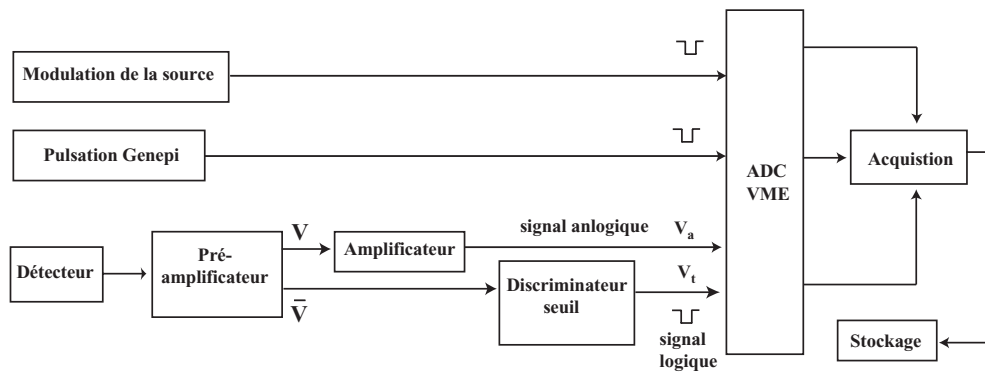


FIG. 2.7 – Principe de l'acquisition des signaux sur l'ADC VME lors des expériences de modulation de source.

Le signal de pulsation de GENEPI est utilisé pour déterminer la zone d'analyse de la mémoire du FLASH.

Une autre carte, dont chaque voie est associée à une des voies du FLASH ADC, est utilisée dans ce mode de fonctionnement de l'acquisition. Il s'agit d'un ADC modifié qui fonctionne comme un configurateur. Les signaux logiques envoyés sur cette carte permettent de déterminer les voies du FLASH ADC éventuellement touchées par les événements. Le cas échéant, l'amplitude du signal compris dans une fenêtre temporelle dont les limites sont définies dans les paramètres d'acquisition, est effectivement stockée sur disque. Le principe de la "lecture" des signaux sur les FLASH ADC ainsi que du stockage grâce au configurateur (CONFIG) est représenté sur la figure 2.8.

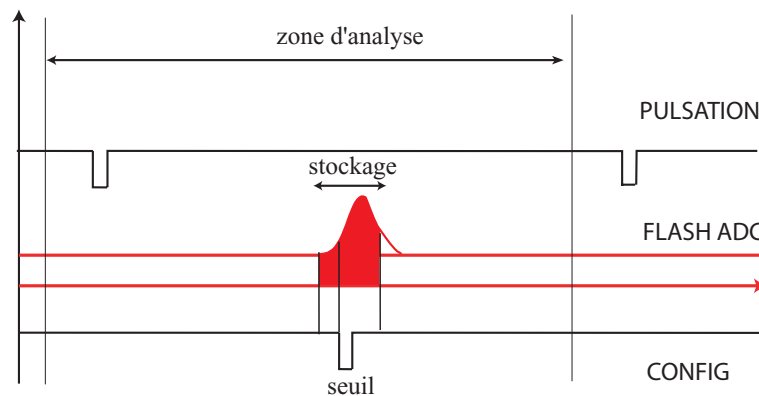


FIG. 2.8 – Principe de l'acquisition avec un FLASH ADC et le CONFIG.

Le temps nécessaire à la relecture des FLASH étant important, quand l'acquisition est occupée, tous les signaux entrant sur les différentes cartes d'acquisition sont inhibés par un veto. Afin d'évaluer le taux d'événements ainsi "perdu", des échelles sur lesquelles sont envoyés les signaux avec et sans le veto pour chaque voie, sont utilisées. Le principe de l'acquisition avec les

cartes FLASH est illustré sur la figure 2.9.

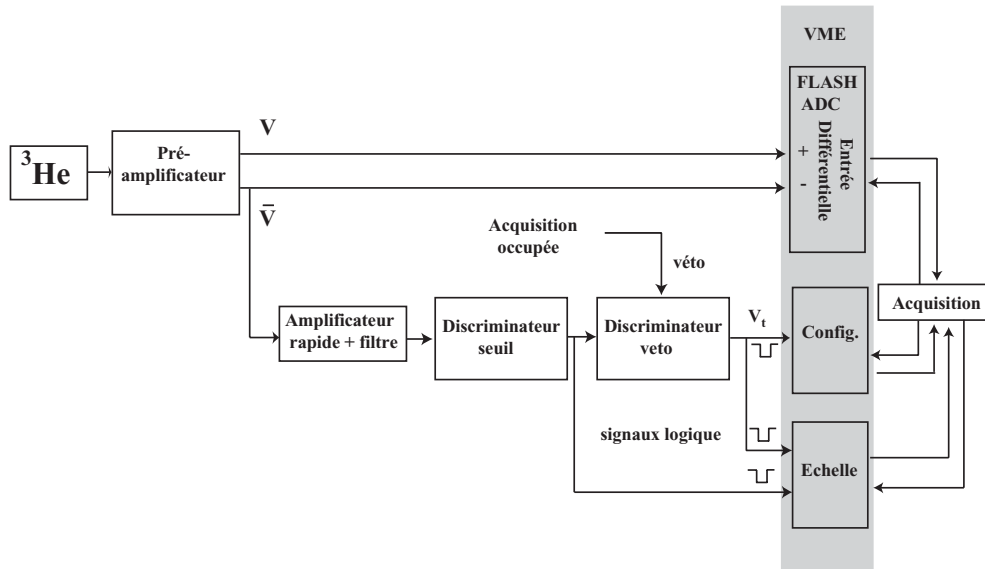


FIG. 2.9 – Exemple du principe de l'acquisition des signaux provenant d'un détecteur hélium avec un FLASH ADC.

L'ADC VME décrit dans la section précédente peut également être utilisé dans ce mode de fonctionnement du système.

2.2 GENEPI

2.2.1 La production de deutons

GENEPI est un générateur de neutrons développé au LPSC [29, 30, 31]. Il a d'abord été installé et qualifié à Grenoble puis couplé à un bloc de plomb, utilisé comme spectromètre à temps de ralentissement [32].

La production de neutrons est basée sur l'utilisation d'un faisceau pulsé de deutons (ions deutérium D^+). Les deutons sont produits par une source de type duoplasmatron. Le gaz de deutérium est ionisé par l'envoi d'une avalanche d'électrons émis par un filament chauffé. La formation et la disparition du plasma formé par cette décharge est très rapide. Les ions ainsi formés sont extraits de la source pour être accélérés jusqu'à une énergie de 240 keV. Cependant, le faisceau obtenu n'est pas constitué exclusivement d'atomes de deutérium ionisés puisque environ un quart des ions produits sont des ions moléculaires D_2^+ . La discrimination entre les deux types de particules est réalisée lors du transport et de l'accélération des ions jusqu'à la cible. Une chambre d'analyse magnétique sépare les ions D^+ des autres ions parasites produits par la source.

Après le passage à travers cet aimant, le faisceau est focalisé par un ensemble de quatre lentilles électrostatiques avant d'entrer dans le réacteur par l'intermédiaire d'un doigt de gant. Le faisceau parcourt une distance d'environ 2m50 à l'intérieur du doigt de gant. Un système optique formé de six quadrupôles permet de ne pas dégrader les caractéristiques géométriques du faisceau avant qu'il n'atteigne la cible.

Une vue de GENEPI installé à GRENOBLE est présentée sur la figure 2.10.

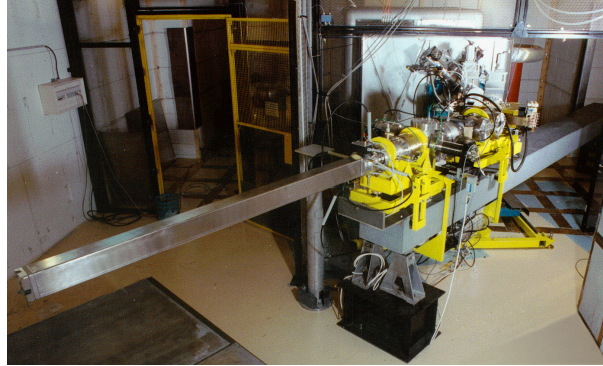


FIG. 2.10 – Vue de GENEPI à Grenoble.

Les performances du générateur sont récapitulées dans le tableau 2.1[31].

TAB. 2.1 – Performances du faisceau de deutons produit par GENEPI.

Energie cinétique du faisceau	140 à 240 keV
Cadence	10 Hz à 5 kHz
Durée des impulsions	700 ns (LMH)
Courant crête maximum	50 mA
Diamètre du faisceau	≈20 mm

2.2.2 La production de neutrons

La production de neutrons est basée sur deux réactions selon le type de cible placée à l'extrémité du doigt de gant. Le tritium ou deutérium est adsorbé dans une matrice en titane elle même disposée sur un support de cuivre. Trois réactions peuvent avoir lieu selon les cibles utilisées :

- lorsque une cible deutérée est utilisée, deux réactions sont en compétition avec des probabilités équivalentes. La réaction $D(d,n)^3\text{He}$ conduit à l'émission d'un neutron avec une énergie moyenne d'environ 2.5 MeV, tandis que la réaction $D(d,p)\text{T}$ émet un proton avec à peu près la même énergie.
- Avec la cible de tritium, la réaction $T(d,n)^4\text{He}$ conduit à l'émission d'un neutron d'environ 15 MeV.

Il faut remarquer que l'envoi de deutons sur la cible conduit à l'implantation de ces derniers dans la matrice formant ainsi une source parasite de neutrons de 2.5 MeV qui s'ajoute à celle de 15 MeV lorsque la cible tritiée est utilisée. Ce taux de réaction parasite reste cependant très faible et peut être mesuré (tableau 2.4). Pour la cible deutérée cet effet est bénéfique puisqu'il contribue à la régénération du deutérium présent dans la matrice.

2.2.3 Calibration absolue et monitoring de la source de neutrons

2.2.3.1 Calibration absolue de la source de neutrons

L'étude de certains paramètres du couplage GENEPI-MASURCA nécessite la connaissance du nombre de neutrons envoyés dans le réacteur. Cette quantité est déterminée de manière absolue grâce à l'irradiation de feuilles de nickel et de vanadium placées dans le canal expérimental (E18-19) à l'extrémité du doigt de gant. Le dispositif utilisé lors de ces irradiations est représenté sur la figure 2.11.

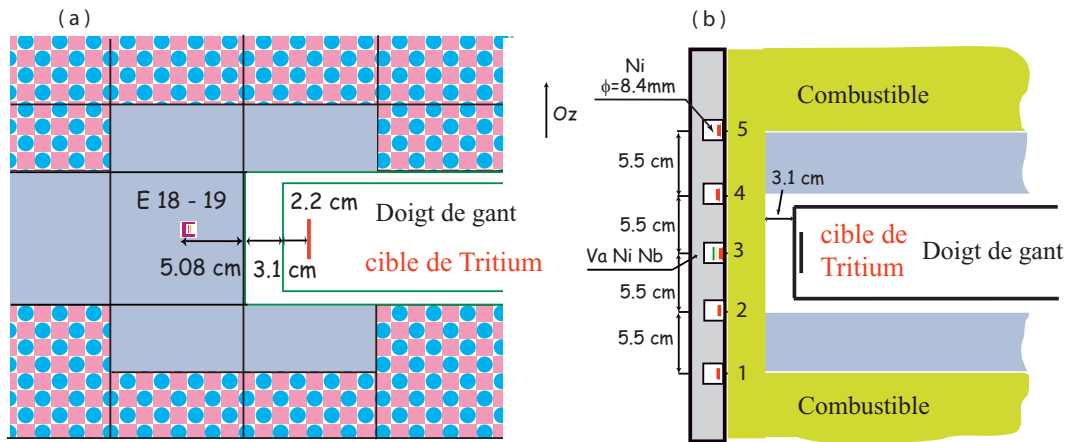


FIG. 2.11 – Dispositif expérimental utilisé lors des expériences d'irradiation de feuilles de Nickel ou de Vanadium pour la calibration absolue de la source de neutrons(coupe horizontale (a). et verticale (b)).

Les cibles sont insérées au milieu du réacteur à l'aide d'une canne munie d'emplacements pouvant recevoir divers échantillons, séparés de 5.5 cm les uns des autres. L'utilisation de plusieurs cibles permet de s'assurer de la bonne détermination du plan médian du réacteur et donc de la position de la source de neutrons.

Les différentes réactions induites par les neutrons sur les isotopes du nickel ou du vanadium sont récapitulées dans le tableau 2.2 et leurs sections efficaces sont présentées sur la figure 2.12.

L'intérêt des réactions $^{58}\text{Ni}(n,np)^{57}\text{Co}$, $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$ et $^{51}\text{Va}(n,\alpha)^{48}\text{Ti}$ pour la mesure des neutrons émis par la cible de tritium apparaît clairement sur la figure 2.12. En effet, les seuils des réactions (vers 7 MeV) permettent de s'affranchir d'une partie importante de la contribution

TAB. 2.2 – Réactions induites par les neutrons dans les feuilles de nickel ou de vanadium.

Type de feuille	Réaction	$T_{1/2}$ (jours)	E_γ (keV)	$I(\gamma)$
Nickel	$^{58}\text{Ni}(n,np)^{57}\text{Co}$	271	122	85.5 %
Nickel	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	70.8	810	100 %
Nickel	$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	1.5	1377	78 %
Vanadium	$^{51}\text{Va}(n,\alpha)^{48}$	1.8	983	100 %

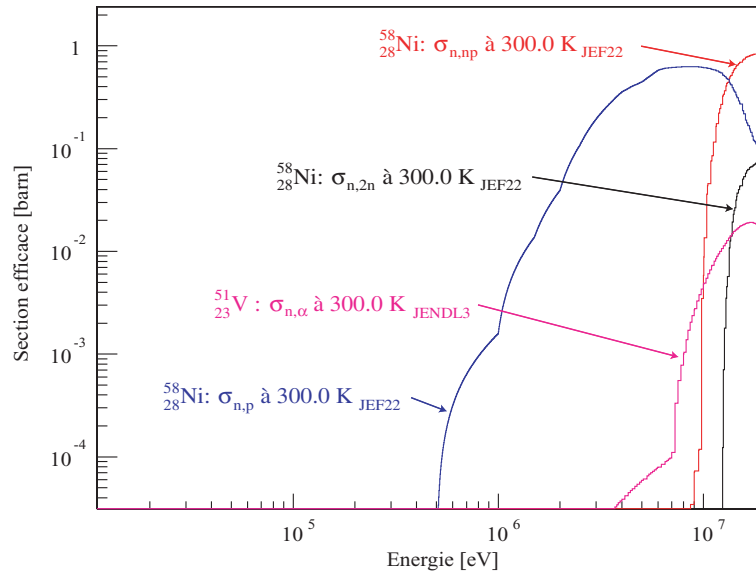


FIG. 2.12 – Sections efficaces des réactions observées dans les feuilles de nickel et de vanadium.

des neutrons issus de la multiplication. Les irradiations sont de plus réalisées toutes barres de contrôle insérées afin de limiter la multiplication. GENEPI fonctionne alors avec ses caractéristiques optimales et le nombre d'impulsions délivrées au cours de l'irradiation est enregistré.

Avec la cible de deutérium, l'énergie des neutrons source est en-dessous des seuils des réactions précédentes. L'utilisation de la réaction restante, $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, ne permet pas d'effectuer la discrimination entre neutrons source et neutrons de fission, cependant la simulation numérique permet de calculer la contribution relative de ces derniers.

Une fois l'irradiation terminée (de l'ordre de 5 à 6 h), l'activité des différentes feuilles est mesurée par l'intermédiaire d'un compteur Germanium au Laboratoire de Basse Activité (LBA) du LPSC Grenoble [36]. A partir de l'activité mesurée A_i (à la fin de l'irradiation), il est possible de déterminer le nombre n_0 de neutrons par impulsion en utilisant la relation :

$$n_0 = \frac{A_i}{\alpha_i \times f(1 - \exp(-\lambda_i t_{\text{irrad}}))} \quad (2.1)$$

où f est la cadence de fonctionnement de GENEPI, t_{irrad} le temps d'irradiation, λ_i la constante de décroissance de l'isotope i . α_i est le nombre de noyaux i radioactifs, créés dans la feuille par neutron source. α_i est obtenu par l'intermédiaire d'une simulation MCNP à partir d'une description précise de la configuration géométrique utilisée (figure 2.11). Une connaissance précise de la position de la source de neutrons est importante pour la détermination de n_0 , surtout pour les réactions à seuil énergétique élevé pour lesquelles le nombre de diffusions des neutrons avant interaction avec le nickel conditionne fortement la probabilité de réaction. La figure 2.13 présente un exemple d'activités de quelques isotopes mesurées pour différentes positions des feuilles, ainsi que le nombre de neutrons par impulsion déduit de la relation (2.1).

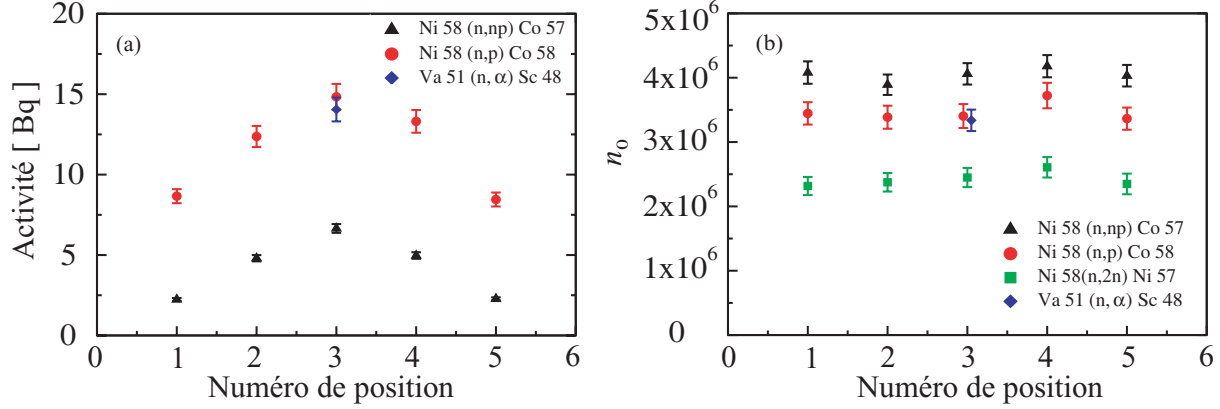


FIG. 2.13 – Activités mesurées (a) et nombres de neutrons par impulsion déduits (b) pour différentes réactions avec des feuilles dans différentes positions .

Le fait que le nombre de neutrons par impulsion soit indépendant de la position de la cible indique que la simulation reproduit bien le transport des neutrons de la source jusque dans la feuille. Par contre, il existe des écarts importants selon la réaction utilisée pour la détermination de n_0 . Il semble que l'utilisation de la réaction $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$ conduise à un taux de réactions calculé dans la feuille trop important avec comme conséquence un nombre de neutrons par impulsion sous-estimé. Ce problème est peut être lié aux données nucléaires utilisées pour calculer le taux de réaction dans la feuille. Finalement, le nombre de neutrons n_0 est obtenu à partir de la moyenne des n_0 obtenus sur les différentes cibles en utilisant les réactions $^{51}\text{Va}(n,\alpha)^{48}\text{Sc}$ et $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$. La détermination du nombre de neutrons par impulsion souffre cependant de l'incertitude sur la valeur des sections efficaces des différentes réactions qui n'est pas prise en compte lors de la détermination de α_i avec le code transport MCNP.

2.2.3.2 Monitoring de la source

L'irradiation systématique de feuilles de nickel ou de vanadium n'étant pas envisageable pour chaque expérience réalisée, le monitoring relatif de la source est effectué grâce aux particules chargées émises lors des réactions $\text{D}(d,p)\text{T}$ ou $\text{T}(d,n)^4\text{He}$. Le principe consiste à détecter les

particules secondaires émises à l'arrière de la cible. Le proton émis a une énergie d'environ 2.52 MeV et la particule alpha 2.56 MeV. Ces deux particules peuvent remonter à l'intérieur du doigt de gant avant d'être à leur tour déviées par le dipôle magnétique servant à l'élimination des ions deutérium moléculaires. Les deux particules émises pour les deux réactions ont l'avantage d'avoir la même rigidité magnétique et subissent par conséquent la même déflexion en traversant le champ magnétique. Elles pourront donc être détectées dans le même détecteur. Pour ce faire, deux détecteurs silicium localisés à l'arrière de la chambre de l'aimant servent au comptage de ces particules. Leur trajectoire avant leur détection est schématisée sur la figure 2.14.

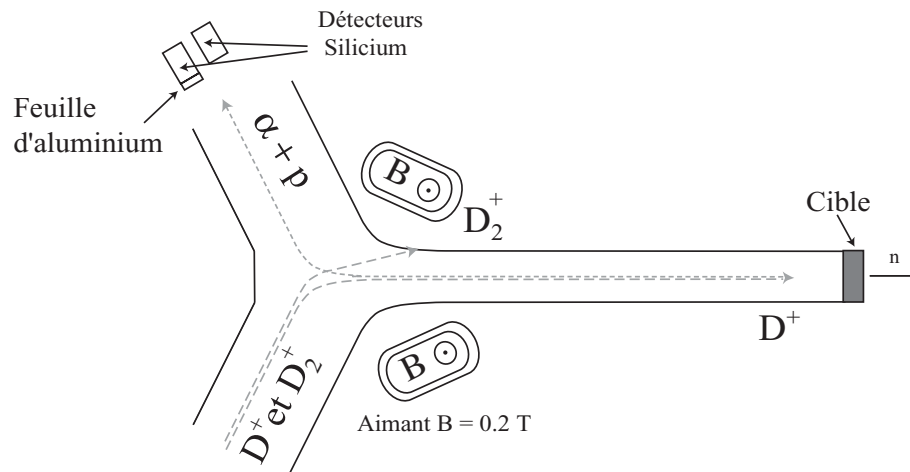


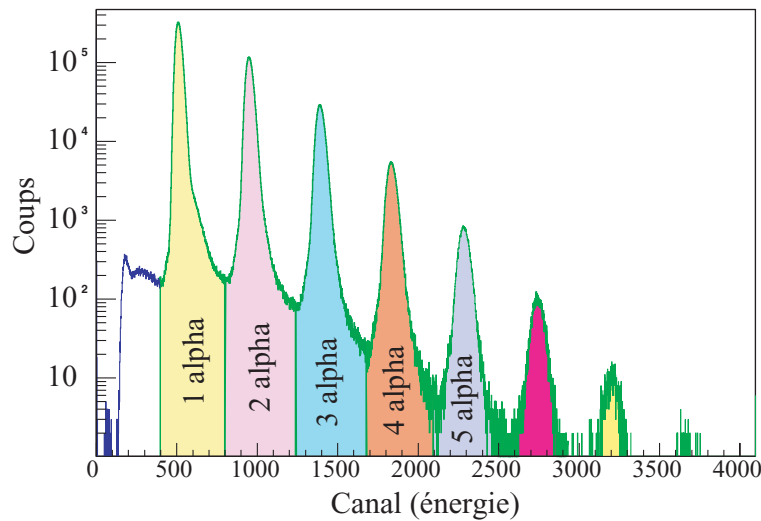
FIG. 2.14 – Principe de la détection des particules chargées dans les jonctions silicium.

Les particules ont parcouru une distance d'environ 4 mètres 50 avant d'être arrêtées dans les détecteurs. L'une des deux jonctions silicium est recouverte d'une fine feuille d'aluminium ($\approx 10\mu m$) qui permet d'arrêter les particules alpha tout en laissant passer les protons. Les spectres obtenus avec ces deux détecteurs permettent de monitorer les particules associées aux deux réactions séparément et d'évaluer la proportion de réactions parasites lorsque la cible de tritium est utilisée.

Pendant les irradiations nécessaires à la calibration absolue de l'intensité de la source, le comptage des particules chargées est effectué afin de le relier au nombre de neutrons produits dans la cible. Cette quantité est dépendante de la configuration géométrique entre la cible et les détecteurs mais également des conditions de faisceau. En effet, lorsque les particules remontent le doigt de gant, elles subissent les effets de charge d'espace dus aux deutons et de focalisation du faisceau.

Le nombre de particules chargées détectées par impulsion est obtenu à partir des spectres en amplitude dans les jonctions silicium. Un tel spectre est présenté sur la figure 2.15 pour le détecteur non couvert par la feuille d'aluminium.

Les différents pics correspondent à la détection simultanée d'une ou plusieurs particules α par le détecteur. Pour déterminer le nombre total n_α de particules détectées, il est donc nécessaire de tenir compte de la multiplicité associée à chaque pic. En appliquant cette procédure au spectre

FIG. 2.15 – Spectre en énergie des particules α détectées.

de particules chargées obtenu lors de l'irradiation des cibles pour la calibration absolue, il est possible de déterminer le rapport n_α/n_0 et par conséquent de monitorer en continu le nombre de neutrons pour des paramètres de faisceau fixés. Les résultats obtenus pour les différentes calibrations de source effectuées sont présentés dans le tableau 2.3 de la section 2.2.3.3.

2.2.3.3 Résultats des calibrations absolues et relatives

Depuis janvier 2003 et l'installation de la première cible de tritium, quatre calibrations absolues ont été effectuées. Les nombres de neutrons par impulsion déterminés à partir de ces quatre irradiations sont récapitulés dans le tableau 2.3, ainsi que le nombre de particules α détectées par neutron source.

TAB. 2.3 – Nombre de neutrons par impulsion mesuré par irradiation de feuilles de nickel et de vanadium et nombre de particules α associées à la production de neutrons..

	Date	Cible	n_0 par impulsion	$\alpha/\text{neutron}$
Calibration 1	Janvier 2003	1	$(3.3 \pm 0.3) \times 10^6$	2.5×10^{-7}
Calibration 2	Juillet 2003	1	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^6$	1.7×10^{-7}
Calibration 3	Novembre 2003	2	$(1.8 \pm 0.2) \times 10^6$	1.7×10^{-7}
Calibration 4	Juin 2004	2	$(1.8 \pm 0.2) \times 10^6$	1.6×10^{-7}

La première valeur du rapport n_α/n_0 est différente des trois autres. Dans cette première expérience, les feuilles n'étaient pas correctement placées dans leur logement, par conséquent, une incertitude demeure sur l'angle solide sous lequel la feuille est vue depuis la source. Cette valeur

n'est donc pas retenue pour le monitoring relatif. Par contre, les trois autres valeurs sont en très bon accord.

A partir des différentes expériences durant lesquelles le monitoring de la source a été effectué, il est possible de suivre l'évolution des deux cibles de tritium qui ont été utilisées. Il faut cependant que les conditions de focalisation du faisceau soient équivalentes à celles correspondant à l'activation des feuilles comme cela a déjà été mentionné précédemment. La figure 2.16 présente les différentes valeurs du nombre de particules α détectées par impulsion ainsi que l'intensité de la source obtenues lors des calibrations absolues pour les deux cibles utilisées.

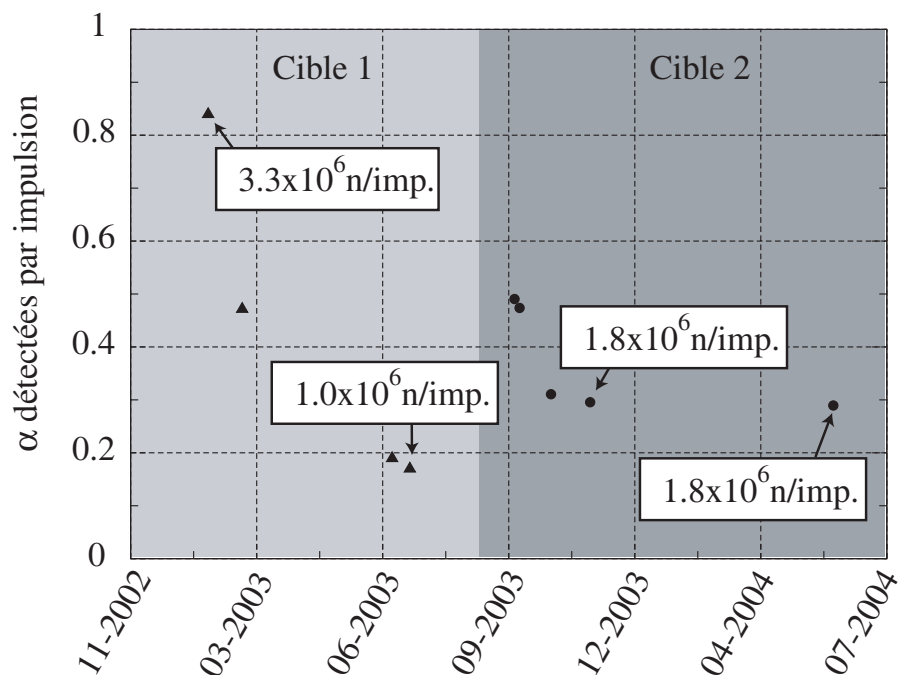


FIG. 2.16 – Nombre de particules α détectées par impulsion durant les différentes expériences effectuées par le LPSC et nombre de neutrons par impulsion mesuré par activation.

Il apparaît qu'après quelques semaines d'utilisation, l'intensité de la cible 1 qui a été calibrée juste après son installation, a fortement diminué. Cette baisse d'intensité peut être causée par la désorption d'une partie du tritium de la cible. Après cette décroissance rapide, la baisse d'intensité est sûrement liée au cumul de D^+ envoyés sur la cible et par conséquent à son usure. En effet, il a été vu que l'intensité de ce type de cible décroît d'un facteur deux pour une charge reçue de 5 Coulombs par cm^2 environ [30]. La deuxième cible installée en août 2003 a été calibrée pour la première fois en octobre après plusieurs semaines d'utilisation. Aucune conclusion ne peut donc être tirée sur l'évolution de son intensité pendant les premières semaines. Enfin, il faut remarquer que l'intensité de cette deuxième cible n'a pas changé entre novembre 2003 et juin 2004, période durant laquelle GENEPI a été à l'arrêt et où effectivement cette cible n'est pas censée s'user.

Le taux de réactions parasites suite à l'implantation de deutons du faisceau dans la cible a été déterminé à partir des spectres acquis avec les détecteurs silicium durant les quatre irradiations.

TAB. 2.4 – Fraction de neutrons issus de la réaction $D(d,n)^3\text{He}$ avec la cible tritiée.

	n_p/n_α en %
Calibration 1	0.49
Calibration 2	4.6
Calibration 3	2.1
Calibration 4	2.3

Les fractions de neutrons dus à la réaction $D(d,n)^3\text{He}$ sont présentées dans le tableau 2.4.

Il apparaît que la contribution de la source parasite ne dépasse pas quelques % même dans le cas défavorable de la calibration n° 2 pour laquelle l'usure de la cible et la quantité de deutérium implantée sont importantes.

2.3 La source intrinsèque

Maintenant que les résultats concernant la mesure de l'intensité de la source externe ont été présentés, il est intéressant de les comparer à ceux de la source de neutrons intrinsèque au réacteur. En effet, pour le combustible utilisé, les fissions spontanées des isotopes du plutonium ainsi que les réactions (α, n) sont à l'origine d'un taux d'émission constant de neutrons. Les réactions (α, n) sont induites majoritairement suite à l'interaction sur l'oxygène des α émis par l' ^{241}Am et les isotopes du plutonium. L'intensité de la source intrinsèque a été réévaluée récemment [24] : il est apparu que pour le combustible majoritaire la répartition entre les deux modes de production est la suivante :

- contribution due aux réactions (α, n) : $1.34 \times 10^2 n/s/cm^3$
- contribution due aux fissions spontanées : $1.49 \times 10^2 n/s/cm^3$

Pour un volume de combustible de l'ordre de $2 \times 10^6 cm^3$ et pour une fréquence de GENEPI de 1 kHz, la source externe reste un ordre de grandeur supérieur à la source intrinsèque pour une cible de tritium malgré son usure éventuelle .

2.3.1 Etude de la forme temporelle de la source

Pour la source de tritium, la forme temporelle de la source de neutrons peut être déterminée à partir du spectre en temps des particules détectées. Cependant, le transport du faisceau de deutons engendre la production et la détection de rayons X et de protons tout au long du parcours. Pour essayer de discriminer les événements ne provenant que des réactions $T(d,n)^4\text{He}$ dans la cible, il s'avère utile d'étudier le spectre bi-dimensionnel temps-énergie des particules détectées (figure 2.17).

Il apparaît que les événements comptabilisés dans la gamme d'énergie correspondant à la détection d'une seule particule α ont une dispersion temporelle importante. Afin de s'affranchir de la détection des rayonnements parasites déposant la même énergie qu'une particule α , la solution

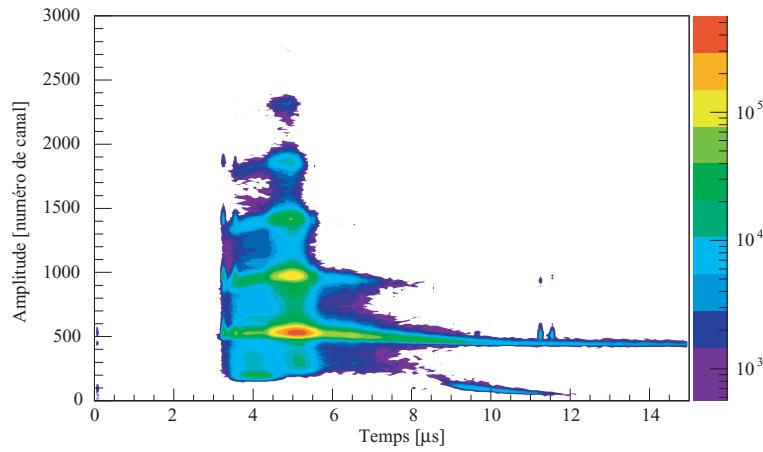


FIG. 2.17 – Spectre bi-dimensionnel mesuré pour le détecteur monitorant les alphas et les protons.

retenue est de ne sélectionner les événements que dans le pic correspondant à la détection de deux α car la probabilité d'empilement de deux protons parasites est quasi-nulle. Il est aussi possible de mesurer le taux de ces événements parasites qui s'avère être relativement faible, d'ailleurs son impact sur le spectre temporel n'est visible que sur une échelle logarithmique. La figure 2.18(a) présente le spectre en temps en échelle logarithmique obtenu sans effectuer de coupure en énergie sur les événements et celui correspondant (figure 2.18(b)) aux événements caractérisés par la détection de deux α en utilisant pour les deux spectres des canaux de 100 ns. Ce dernier spectre a été ajusté par une gaussienne de largeur à mi-hauteur (FWHM) égale à 400 ns.

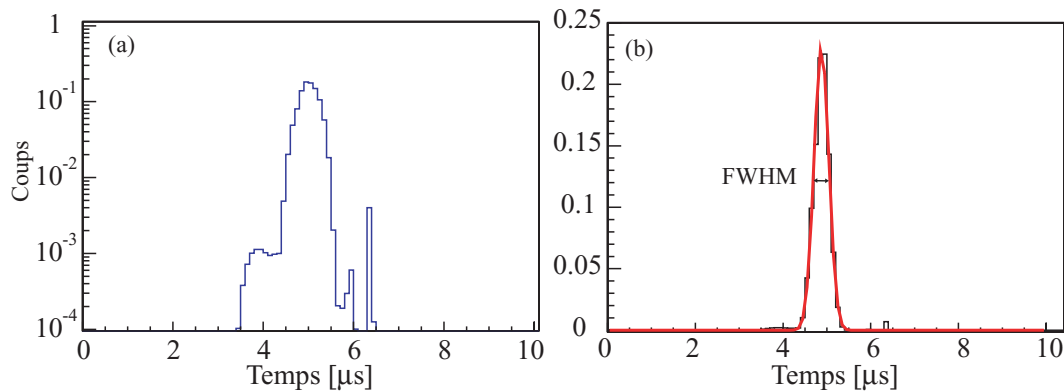


FIG. 2.18 – Formes temporelles de la source de neutrons obtenues à partir de la détection de toutes les particules associées à la production de neutrons pour une cible de tritium (a) ou uniquement à partir de la détection simultanée de deux α (b).

Il faut remarquer que la probabilité de détection de deux α est plus importante au milieu de l'impulsion de neutrons où la production est maximale, ce qui tend à sous-estimer légèrement la

largeur réelle de l'impulsion par cette méthode.

2.3.2 Mesure intégrale de l'intensité du faisceau

La mesure de l'intégrale de courant arrivant sur la cible permet de contrôler la stabilité des impulsions de deutons. Le courant est mesuré sur la cible qui est isolée électriquement et il est intégré sur la durée de l'impulsion grâce à une fenêtre logique. La distribution des amplitudes des intégrales de courant mesurées pendant une journée de fonctionnement de GENEPI est présentée sur la figure 2.19.

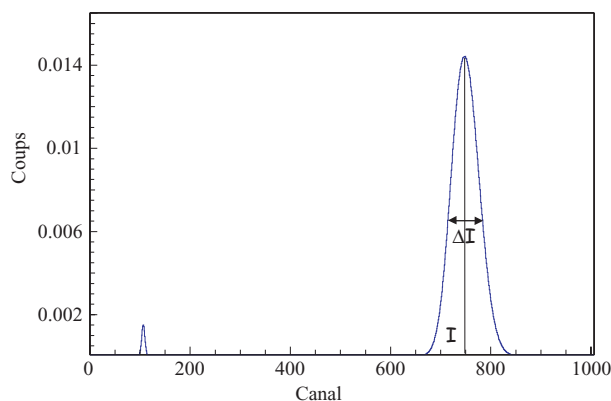


FIG. 2.19 – Amplitude des intégrales de courant.

La distribution a été ajustée par une gaussienne, de largeur relative $\frac{\Delta I}{I} = 0.08$, ce qui donne une idée de la faible dispersion du faisceau. Le petit pic à gauche correspond à une perte momentanée de faisceau.

Il s'avère que pour la durée caractéristique des expériences effectuées, le faisceau de deutons est très stable.

Chapitre 3

Mesure du coefficient de multiplication prompt

Dans ce chapitre, les résultats obtenus lors des expériences de PNS (Pulsed Neutron Source) sont présentés. Une approche originale a été adoptée pour l'analyse des données car il est apparu que pour les niveaux de sous-criticité étudiés la méthode de détermination de la réactivité basée sur les approximations de la cinétique point ne peut être appliquée. La méthode utilisée est décrite dans la première partie de ce chapitre, l'amélioration apportée par rapport à la cinétique point est également mise en évidence.

3.1 Principe de l'analyse dans le cas d'une impulsion de neutrons

3.1.1 Facteurs de multiplication

3.1.1.1 Facteur de multiplication effectif k_{eff}

Dans un réacteur critique stabilisé, la distribution spatiale et spectrale du flux de neutrons est telle que, chaque fois qu'une fission a lieu, en moyenne un des ν neutrons émis de manière prompt ou retardée engendre une nouvelle fission. Par contre, si la même distribution initiale de neutrons est gardée mais que le coeur subit une modification, le nombre de fissions dans la génération suivante, noté k_{eff} , est modifié étant donné que les neutrons ont une probabilité différente d'induire une fission dans la nouvelle configuration. Par conséquent, la notion de facteur de multiplication effectif k_{eff} n'a expérimentalement un sens que dans le cas d'un réacteur critique car il est impossible de disposer d'une source de neutrons correspondant à la distribution du flux du réacteur dans son état stabilisé. Cependant, les codes de calcul neutronique sont parfaitement adaptés au calcul de k_{eff} , puisqu'il est possible de calculer la distribution spatiale des fissions correspondant au réacteur dans son état stabilisé, et qui est telle que d'une génération i à la suivante $i + 1$ le nombre de neutrons varie selon l'expression (3.1).

$$N_{i+1}(r, E) = k_{eff} N_i(r, E) \quad (3.1)$$

De plus, pour un réacteur de taille réduite et dont le spectre de neutrons est rapide (comme MASURCA), le libre parcours moyen des neutrons étant important, les caractéristiques de la source sont vite “oubliées” par le réacteur et la distribution des neutrons satisfait après quelques générations l’équation 3.1.

Dans ce chapitre, la décroissance prompte de la population de neutrons après une impulsion est étudiée. Par conséquent tous les facteurs de multiplication définis font référence aux phénomènes prompts sans considérer le rôle des neutrons retardés. La partie correspondant à la multiplication prompte du facteur k_{eff} est notée k_p .

3.1.1.2 Facteurs de multiplication k_i , k_{eff} et k_s

Du point de vue neutronique “l’extinction” de la réaction en chaîne et la nécessité d’alimenter le système par l’intermédiaire d’une source externe de neutrons pour maintenir le taux de fission sont les différences majeures entre un réacteur sous-critique et un réacteur critique. Dans un réacteur sous-critique, les neutrons ont un comportement moyen qui peut différer selon le nombre de générations depuis l’impulsion source. En effet, les neutrons directement issus de la source ont une distribution spectrale et spatiale qui peut différer de manière importante de celle des neutrons issus de fissions plus éloignées dans la réaction en chaîne. Pour rendre compte de ce phénomène, un facteur de multiplication pour chaque génération noté k_i est défini. k_i est égal au rapport entre le nombre de neutrons de la génération i sur le nombre de neutrons de la génération précédente. Pour rendre compte du comportement de k_i , la figure 3.1 présente l’évolution de k_i en fonction du numéro de génération pour des sources de neutrons produites par réaction $T(d,n)^4He$ ou $D(d,n)^3He$ placées au centre du réacteur MASURCA ou à l’interface entre les zones réflectrice et combustible.

La figure 3.1 montre clairement que quelques générations seulement sont nécessaires pour que la dépendance spatiale et spectrale de la source n’ait plus d’influence sur la valeur de k_i . Pour des neutrons de 15 MeV émis avec la source de tritium, la simulation montre que environ la moitié des neutrons source induit une réaction $(n, 2n)$ (sur le plomb du buffer localisé devant la cible essentiellement), le nombre de neutrons source se retrouve ainsi multiplié par 1.5 à la première génération, la valeur de k_1 est donc sensiblement différente des valeurs de k_i des générations suivantes. Par contre dans le cas de la source de deutérium, les neutrons source ayant une énergie en-dessous du seuil de la réaction $(n, 2n)$ sur le plomb, seule la position de la cible a un effet sur les premières générations. Après la première génération, les valeurs de k_i sont supérieures à k_p lorsque la source est localisée au centre de l’assemblage et inférieures quand la source est à l’interface combustible-réfecteur, ce qui traduit la différence de probabilité pour les neutrons des premières générations d’atteindre le réflecteur et d’être éventuellement capturés. Dans tous les cas après quelques générations, les neutrons ont diffusé dans le coeur et k_i converge vers le facteur de multiplication effectif prompt k_p du système.

A partir du calcul des k_i , il est également possible de faire le bilan du nombre de neutrons créés génération par génération suite à l’injection de N_s neutrons source.

Si N_s neutrons sont injectés dans le coeur, le nombre total moyen de neutrons créés dans les chaînes de fission qu’ils induisent est égal à :

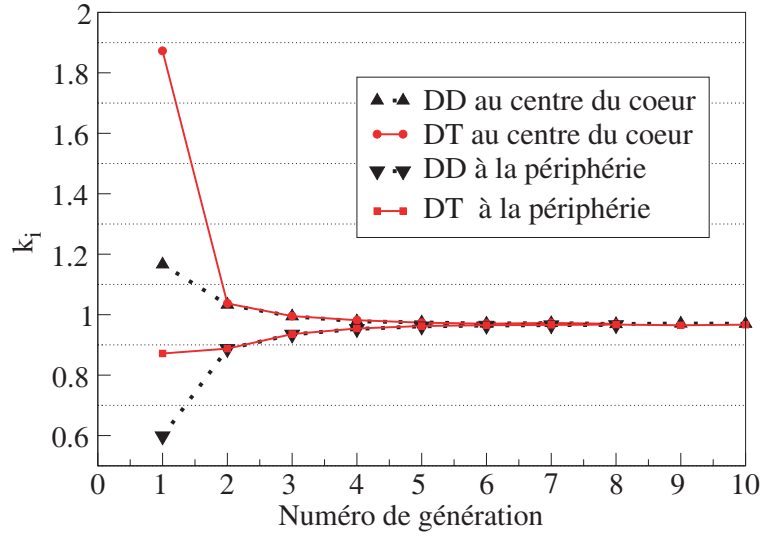


FIG. 3.1 – Convergence du facteur de multiplication k_i vers le coefficient de multiplication effectif du système pour des sources produites par réaction $T(d,n)^4\text{He}$ ou $D(d,n)^3\text{He}$ placées au centre du combustible ou à l'interface coeur-réflecteur du réacteur MASURCA.

$$N_{tot} = (1 + k_1 + k_1k_2 + k_1k_2k_3 + \dots + \prod_{i=1}^{\infty} k_i) \cdot N_s \quad (3.2)$$

Il est alors possible de définir le facteur de multiplication k_s de l'ensemble source plus assemblage sous-critique tel que :

$$k_s = \frac{N_{tot} - N_s}{N_{tot}} \quad (3.3)$$

Le nombre de neutrons créés dans les chaînes de fission est relié à k_s par la relation (3.4).

$$N_{tot} = \frac{1}{1 - k_s} N_s \quad (3.4)$$

La grandeur k_s , qui est alors le facteur de multiplication moyen de toutes les chaînes de fission initiées par les neutrons source, est directement reliée à la puissance produite dans le réacteur puisque cette dernière est proportionnelle au nombre de fissions. Par conséquent, un moniteur placé dans le coeur va détecter un nombre de neutrons proportionnel à $\frac{1}{1 - k_s}$, en introduisant une perturbation dont le poids neutronique est connu (une barre de pilotage par exemple), il est alors possible d'associer à la variation du taux de comptage une variation de réactivité et finalement la valeur de k_s peut être monitorée. Cependant, il faut remarquer que k_s est très dépendant des valeurs de k_i pour les premières générations. Il peut se produire que k_p se rapproche de la criticité au cours du fonctionnement du réacteur tandis que la source externe de neutrons se dégrade dans le même temps : la valeur de k_s ainsi que le taux de comptage du moniteur peuvent ainsi rester constants sans rendre compte de l'évolution du coeur, ce qui n'est évidemment pas acceptable.

pour la sûreté de l'installation. Du point de vue du contrôle de la réactivité, la quantité à monitorer est donc directement le facteur k_p qui gouverne la multiplication après plusieurs générations et qui surtout est indépendant des neutrons à l'origine des chaînes de fissions.

Il faut donc retenir que le seul taux de comptage intégral d'un moniteur de neutrons n'est pas suffisant pour le monitoring de l'écart d'un ADS à la criticité. Dans ce paragraphe, seules des considérations sur le nombre de neutrons dans chaque génération ont été effectuées, dans les paragraphes suivants, la dimension temporelle est introduite. Il est d'ailleurs montré qu'après quelques μs (pour le réacteur MASURCA) suivant une impulsion de neutrons, les premières générations (celles dont $k_i \neq k_{eff}$) ont disparu. Par conséquent, la réponse dynamique après quelques μs est paramétrée par k_{eff} et non par k_s , d'où l'intérêt des méthodes dynamiques de mesure de réactivité par rapport aux méthodes statiques basées sur la multiplication d'une source externe.

3.2 Résolution du problème dynamique avec l'approximation de la cinétique point

Les équations temporelles exactes de la diffusion des neutrons dans le coeur dépendent de l'espace et de l'énergie. Dans l'approximation de la cinétique point, afin de simplifier les équations, le flux est écrit comme le produit d'une fonction purement dépendante du temps avec une fonction qui dépend de l'énergie et de l'espace. Dans le cas d'un réacteur sous-critique excité par une source pulsée de neutrons, après un nombre d'impulsions suffisamment grand, le nombre de précurseurs dans le coeur peut être considéré comme stable et ne varie quasiment pas si le temps entre deux impulsions est court devant la période la plus courte des précurseurs (≈ 200 ms). Sachant que les mesures durant le programme MUSE IV ont été effectuées pour des fréquences de la source comprises entre 500 Hz et quelques kHz, cette condition est toujours satisfaite, la résolution du problème temporel se résume à l'évolution de la population de neutrons prompts issus de la multiplication des neutrons source. La contribution des neutrons retardés ainsi que la multiplication des neutrons de la source intrinsèque ne font qu'ajouter un fond constant à l'évolution temporelle de la population neutronique après l'impulsion.

Finalement, l'équation traduisant l'évolution de la population neutronique $N(t)$ s'écrit :

$$\frac{dN}{dt} = (v_p \langle \Sigma_f \rangle - (\langle \Sigma_f \rangle + \langle \Sigma_c \rangle + DB^2)) N \langle v \rangle \quad (3.5)$$

où v_p est le nombre moyen de neutrons prompts émis par fission, $\langle \Sigma_f \rangle$ et $\langle \Sigma_c \rangle$ sont les sections efficaces macroscopiques moyennées de fission et de capture, $\langle v \rangle$ est la vitesse moyenne des neutrons et DB^2 représente le terme de fuite de l'assemblage.

Il est alors possible de définir le temps de vie moyen d'un neutron noté ℓ et égal à :

$$\ell = \frac{1}{(\langle \Sigma_f \rangle + \langle \Sigma_c \rangle + DB^2) \langle v \rangle} \quad (3.6)$$

Dans le cas de la cinétique point, il n'y a qu'un seul coefficient de multiplication prompt puisque toutes les générations de neutrons ont la même distribution spatiale et les mêmes probabilités

d'interactions. Ce coefficient noté k_p est défini comme le rapport entre la probabilité pour un neutron de créer un nouveau neutron prompt sur sa probabilité de disparaître par n'importe quel processus. k_p s'écrit donc :

$$k_p = \frac{v_p \langle \Sigma_f \rangle}{(\langle \Sigma_f \rangle + \langle \Sigma_c \rangle + DB^2)} = v_p \ell \langle \Sigma_f \rangle < v > \quad (3.7)$$

Dans ce cas en substituant (3.6) et (3.7) dans (3.5), l'évolution de la population de neutrons suit une décroissance exponentielle de constante α égale à :

$$\alpha = \frac{1 - k_p}{\ell} \quad (3.8)$$

La relation (3.8) est équivalente à

$$\alpha = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} \quad (3.9)$$

où ρ est la réactivité, β_{eff} la fraction de neutrons retardés et Λ le temps de génération. La relation (3.9) est généralement utilisée dans la littérature et se déduit de (3.8) en remarquant que $k_p = (1 - \beta_{eff})k_{eff}$ et que $\Lambda = \frac{\ell}{k_{eff}}$. Dans un réacteur sous-critique le temps moyen pour renouveler un neutron est plus long que son temps de vie, par exemple si $k_p = 0.5$, il faudra en moyenne l'histoire de deux neutrons pour obtenir un neutron de fission et par conséquent un temps deux fois plus long.

Cette expression simple de α permet de déduire k_p à partir de la mesure de la décroissance expérimentale de la population de neutrons après une impulsion. Cette méthode repose cependant sur la connaissance du paramètre ℓ qui doit être obtenu par l'intermédiaire d'une simulation numérique.

3.3 Modèle basé sur la distribution des temps entre deux générations.

3.3.1 Mise en défaut de la cinétique point.

Lors des simulations pour la préparation des expériences MUSE IV, il est apparu que contrairement à ce que prévoit la cinétique point, la décroissance exponentielle de la population de neutrons dans le coeur n'est pas constante au cours du temps après l'impulsion source. Pour expliquer ce phénomène et proposer une nouvelle procédure d'analyse des expériences de PNS, une approche basée sur la distribution des temps entre la naissance de deux neutrons en filiation a été développée récemment [33, 34]. Le but de cette méthode est de mieux prendre en considération l'histoire de chaque neutron dans une chaîne de fissions. En effet, il est évident qu'un neutron qui diffuse pendant un certain temps dans le réflecteur avant de revenir dans le coeur n'induit pas une fission dans la même dynamique qu'un neutron qui induit une fission quasi-instantanément après sa naissance. Or la cinétique point ne reproduit que le comportement moyen des neutrons par l'intermédiaire du paramètre ℓ , par conséquent, le rôle joué par le réflecteur dans la dynamique n'est pas exactement pris en compte.

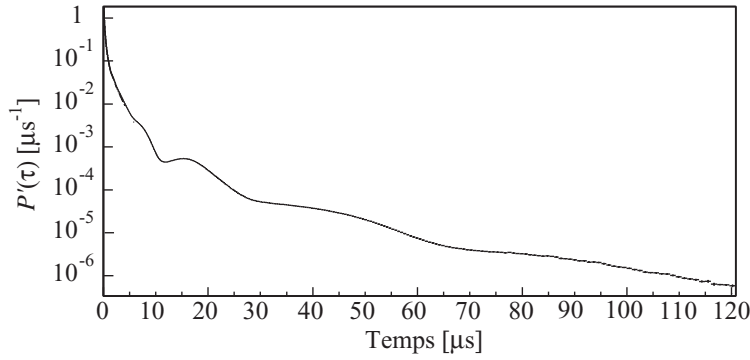


FIG. 3.2 – Distribution $P'(\tau)$ obtenue avec le code MCNP pour le réacteur MASURCA.

3.3.2 Evolution de la population de neutrons basée sur la distribution intergénération

Pour déterminer l'évolution de la population de neutrons, la distribution des temps $P(\tau)$ entre la naissance d'un neutron et son descendant dans la chaîne de fissions est utilisée. Si tous les neutrons, quelle que soit leur origine ont la même distribution $P(\tau)$ et engendrent k_p neutrons après un temps τ en suivant la même distribution $P(\tau)$, alors la population de neutrons à un temps t peut être déduite de la population aux temps inférieurs à t en utilisant la relation :

$$N(t) = \int_{-\infty}^t N(u)P(t-u)du \quad (3.10)$$

La simulation montre [article WEC] qu'une fois $P(\tau)$ normalisée à un, la distribution normalisée notée $P'(\tau)$ varie faiblement suite à un changement "raisonnable" de la réactivité du réacteur étudié, la validité de ces hypothèses sera d'ailleurs vérifiée plus loin pour le réacteur MASURCA. La distribution $P'(\tau)$ obtenue par simulation à l'aide du code MCNP [37] est présentée sur la figure 3.2.

Pour une impulsion de neutrons assimilée à une impulsion de Dirac $\delta(t)$, en supposant que chaque neutron induise k_p neutrons dans la génération suivante, le nombre de neutrons de chaque génération en fonction du temps peut être obtenu en convoluant successivement $P'(\tau)$ par lui-même (l'opérateur de convolution est noté \otimes) :

- 1^{ère} génération : $k_p P'(t)$
- 2^{ème} génération : $k_p^2 P'(\tau) \otimes P'(\tau)$
- 3^{ème} génération : $k_p^3 P'(\tau) \otimes P'(\tau) \otimes P'(\tau)$
-
- $i^{\text{ème}}$ génération : $k_p^i P'(\tau) \otimes P'(\tau) \dots \otimes P'(\tau)$

Finalement la population totale de neutrons $N(t)$ peut être déduite en sommant l'ensemble des contributions de chaque génération (équation (3.11)) et en vérifiant que pour le temps maximum que l'on souhaite exploiter suffisamment de générations aient été prises en compte.

$$N(t) = k_p P'(t) + k_p^2 P'(\tau) \otimes P'(\tau) + \dots + k_p^n P'(\tau) \otimes P'(\tau) \dots \otimes P'(\tau) \quad (3.11)$$

Afin de faire le parallèle avec la méthode développée dans le cadre des approximations de la cinétique point, la dérivée logarithmique peut être calculée, ce qui permet d'avoir accès à la pente locale $\alpha(t, k_p)$ de la décroissance de la population de neutrons en fonction du temps après l'impulsion source :

$$\alpha(t, k_p) = \frac{1}{N(t)} \frac{dN(t)}{dt} \quad (3.12)$$

La distribution $P(\tau)$ est obtenue par simulation numérique tout comme le paramètre ℓ utilisé dans la méthode d'analyse basée sur les approximations de la cinétique point.

3.3.3 Prise en compte de la position des détecteurs et de la réaction de détection

Le modèle précédent permet de décrire l'évolution de la population de neutrons $N(t)$ caractéristique de l'ensemble du coeur, cependant cette quantité n'est pas directement accessible expérimentalement. En effet, un neutron peut mettre un certain temps avant d'atteindre un détecteur modifiant ce faisant sa probabilité d'être détecté selon le type et la position du détecteur utilisé. Dans ce cas l'évolution d'un taux de comptage localisé peut différer de la décroissance de la population totale de neutrons dans le coeur.

Il est possible pour tenir compte de cet effet de simuler la distribution $D(\tau)$ des temps entre la création d'un neutron et sa détection à un endroit et avec un détecteur donné. La figure 3.3 montre des exemples de distributions normalisées pour une chambre à fission chargée en ^{235}U positionnée dans le coeur ainsi que dans le réflecteur et pour une chambre à fission chargée en ^{237}Np située dans le réflecteur.

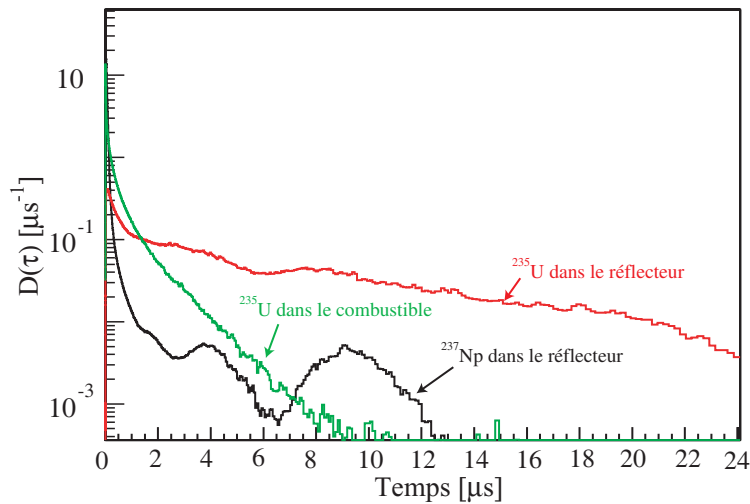


FIG. 3.3 – Distributions $D(\tau)$ normalisées pour une chambre à fission chargée en U^{235} située dans le coeur ainsi que dans le réflecteur, et pour une chambre à fission chargée en Np^{237} située dans le réflecteur.

La probabilité pour un neutron d’être détecté varie de manière importante avec la position et la réaction de détection utilisée. Pour les détecteurs thermiques dans le coeur ou la chambre à fission chargée en Np^{237} dans n’importe quelle position cette probabilité décroît de quelques ordres de grandeur en quelques μs , tandis que pour un détecteur thermique dans le réflecteur la probabilité de détection est toujours significative après quelques dizaines de μs .

Une grandeur intéressante à calculer est le temps de détection moyen ℓ_d d’un neutron à un endroit et pour un détecteur donnés ce qui caractérise la “vitesse” de réponse d’un détecteur par rapport à l’évolution de la population de neutrons. Le tableau 3.1 présente quelques ordres de grandeur de ℓ_d obtenus dans le réacteur MASURCA.

TAB. 3.1 – Temps caractéristiques de détection dans le réacteur MASURCA pour différents types de détecteurs à différentes positions.

Réaction de détection	Position	ℓ_d
$^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$	Bouclier	$11 \mu\text{s}$
$^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$	Réflecteur	$8 \mu\text{s}$
$^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$	Coeur	$0.6 \mu\text{s}$
$^{237}\text{Np}(\text{n},\text{f})$	Réflecteur	$0.2 \mu\text{s}$
$^{237}\text{Np}(\text{n},\text{f})$	Coeur	$0.03 \mu\text{s}$

L’évolution de la population de neutrons est reliée au taux de comptage d’un détecteur $N_m(t)$ en convoluant $N(t)$ par $D(\tau)$. Il est alors possible de déterminer le taux de décroissance du taux de comptage, $\alpha_m(t, k_p)$ qui est égal à :

$$\alpha_m(t, k_p) = \frac{1}{N_m(t)} \frac{dN_m(t)}{dt} \quad (3.13)$$

3.3.4 Prise en compte de la corrélation entre le temps de vie des neutrons et la position des fissions

Selon le modèle décrit précédemment, en première approximation chaque fission est considérée comme équivalente dans la chaîne de fissions. En fait, il est apparu que pour plus de précision dans la détermination du facteur de multiplication, il fallait prendre en compte l’influence du temps passé par les neutrons dans le réacteur avant d’induire une fission. En effet, pour avoir une chance de “survivre” plusieurs μs , un neutron doit être hors du combustible, là où la section efficace d’absorption diminue. Par conséquent, s’il se thermalise en séjournant dans le réflecteur puis retourne dans la zone combustible, il a une probabilité importante d’induire une fission à l’interface entre le combustible et le réflecteur. Ces fissions auront évidemment une importance moindre que celles ayant lieu au milieu du combustible, car les neutrons émis auront plus de chances d’être capturés dans le réflecteur ou de fuir du réacteur. La figure 3.4 représente la distribution spatiale des fissions dans le plan horizontal ayant lieu entre 0 et 1 μs après la naissance des neutrons pour la figure 3.4(a), et entre 20 et 30 μs pour la figure 3.4(b).

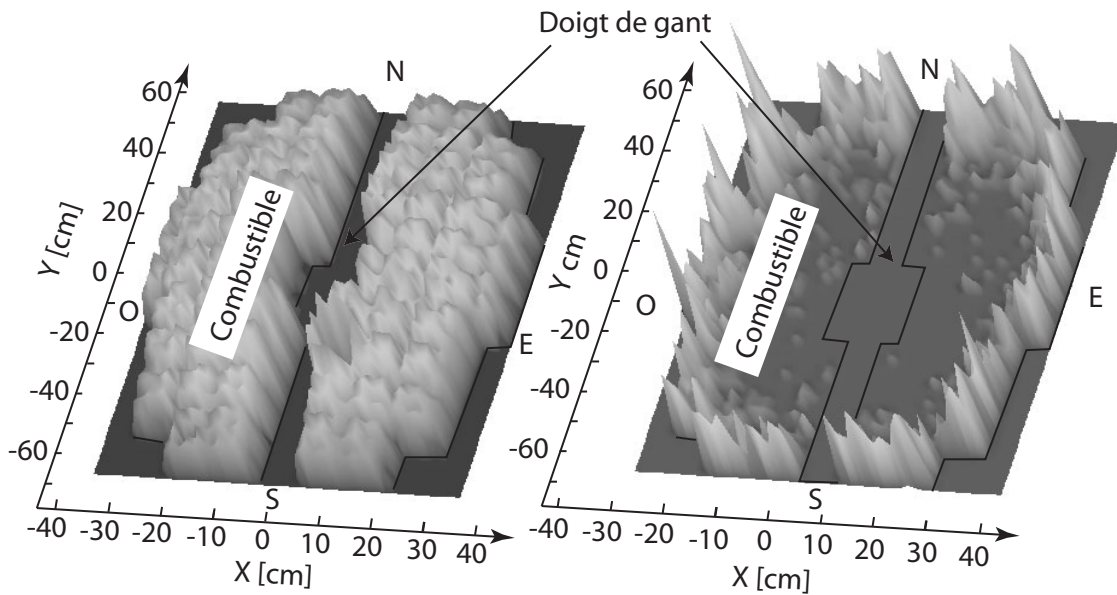


FIG. 3.4 – Répartition normalisée des fissions dans le plan XY pour une épaisseur de 10 cm de combustible du réacteur MASURCA dans la configuration SC0 pour les neutrons ayant passé un temps τ inférieur à $1 \mu s$ (a) et un temps τ compris entre 20 et $30 \mu s$ (b).

Pour tenir compte de cet effet dans le modèle proposé, la notion d'importance des neutrons a été introduite. Il s'agit de modifier la distribution $P(\tau)$ afin de pondérer les fissions induites par des neutrons ayant un τ élevé, par l'importance relative qu'elles auront dans la chaîne de fissions. Le calcul de l'importance se fait en deux étapes :

- dans un premier temps une modification apportée au code MCNP permet de stocker la position des fissions induites dans différents intervalles de temps définis en prenant comme source initiale la distribution des fissions correspondant à l'état stabilisé du réacteur ;
- dans un deuxième temps, un ensemble de calculs est effectué, en prenant cette fois pour sources initiales, les positions des fissions de chaque intervalle de temps et pour énergie des neutrons source un spectre de Watt [35]. Pour chaque simulation, les coefficients k_i de chaque génération sont calculés, ce qui permet d'obtenir un ensemble de courbes correspondant aux coefficients de multiplication pour les sources à différents τ .

Sur la figure 3.5, seuls les six premiers coefficients de multiplication sont représentés car au-delà, la position initiale des neutrons a été "oubliée" par le système, le coefficient de multiplication k_i est égal au coefficient de multiplication prompt du système.

Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que le nombre de générations nécessaires pour que la corrélation entre le temps passé par un neutron dans le coeur et son importance soit oubliée est équivalent au nombre de générations pour que la source externe n'influe plus sur la valeur de k_i (figure 3.1).

La fonction $I(\tau)$ traduisant l'importance est obtenue en calculant le nombre total de neutrons induits suite à une fission engendrée par un neutron ayant passé un temps τ dans le réacteur et en

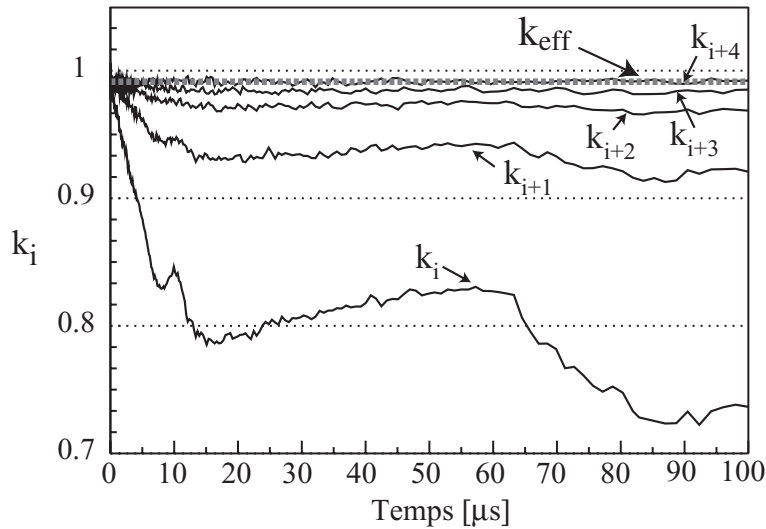


FIG. 3.5 – Valeur de k_i en fonction du temps de vie du neutron à l'origine de la fission dans le réacteur MASURCA dans la configuration SC0 ($k_p = 0.99$).

normalisant la fonction obtenue afin que le maximum soit égal à 1.

$$I(\tau) = k_1^p(\tau) + k_1^p(\tau).k_2^p(\tau) + \dots + \frac{k_1^p(\tau).k_2^p(\tau).k_3^p(\tau).....k_n^p(\tau)}{1 - k_p} \quad (3.14)$$

Dans l'expression 3.14, n est le nombre de générations telles que pour $i < n$, $k_i(\tau) \neq k_p$.

Si le nombre de générations telles que k_i est différent de k_p n'est pas trop important et pour des valeurs de k_p qui ne sont pas trop faibles (supérieures à 0.9) la contribution des premières générations peut être négligée et l'importance est proportionnelle au produit des fonctions $k_i(\tau)$ des n premières générations. L'expression (3.14) est donc réduite à :

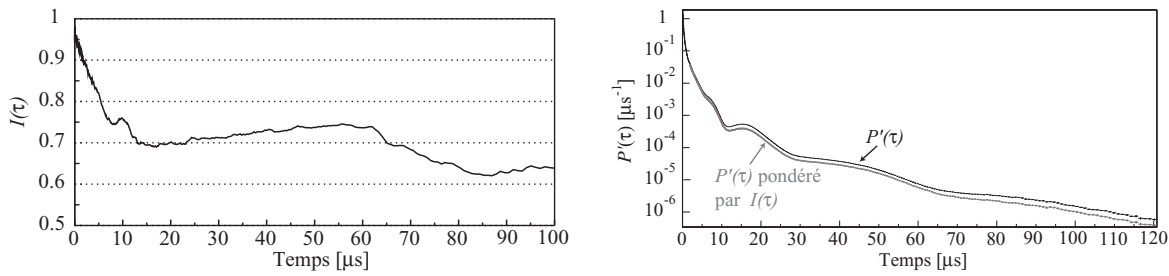
$$I(\tau) \propto k_1^p(\tau).k_2^p(\tau).k_3^p(\tau).k_4^p.....k_n^p(\tau) \quad (3.15)$$

L'utilisation de l'expression (3.15) permet de réduire considérablement le temps nécessaire au calcul de $I(\tau)$ par rapport à l'expression (3.14). En effet, il est nécessaire de suivre la multiplication des neutrons pendant n générations seulement sans considérer toute la chaîne de fission ce qui s'avérerait très pénalisant du point de vue du temps de calcul surtout pour une configuration proche de l'état critique.

La figure 3.6 montre la fonction $I(\tau)$ calculée à partir de l'équation (3.15) et son influence sur la distribution $P'(\tau)$. Il apparaît que la fonction $I(\tau)$ donne relativement plus d'importance aux neutrons issus de fissions engendrées par des "jeunes" neutrons.

3.3.5 Prise en compte de la forme de la source

Le formalisme présenté ci-dessus s'applique à un pic de Dirac, cependant tous les résultats obtenus précédemment peuvent être généralisés à n'importe quel type de source. Deux cas seront

FIG. 3.6 – Fonction $I(\tau)$ et $P'(\tau)$ pondérée ou non par $I(\tau)$.

étudiés plus loin :

- tout d'abord la source de neutrons GENEPI qui peut être assimilée à une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à 400 ns (section 3.6).
- dans un deuxième temps, la méthode sera appliquée au cas où la source externe de neutrons fonctionne en régime continu et que le faisceau est brusquement arrêté (chapitre 4).

En convoluant la forme de la décroissance de la population de neutrons calculée par la forme temporelle de la source, l'analyse décrite précédemment peut être effectuée afin de calculer la réponse du massif sous-critique.

3.4 Discussion sur les approximations des deux modèles

Les deux modèles proposés pour décrire le problème de la décroissance prompt de la population de neutrons après une impulsion de neutrons font évidemment appel à des approximations. Dans le cas de la cinétique point (CP), les paramètres cinétiques permettant la description du problème sont calculés à partir de grandeurs intégrés sur l'espace et le temps. Pour bien cerner ce qu'implique cette approximation, il faut comprendre ce qui arrive à un neutron créé au temps $\tau = 0$. La probabilité pour ce neutron d'induire un nouveau neutron de fission est proportionnelle à la probabilité qu'il a eu de survivre jusqu'au temps τ , dans ce cas, la distribution des temps de génération notée $P_{CP}(\tau)$ a pour expression dans la cadre des approximations de la cinétique point :

$$P_{CP}(\tau) = \frac{k_p}{\ell} \exp\left(-\frac{\tau}{\ell}\right) \quad (3.16)$$

Si pour le réacteur MASURCA, cette distribution est comparée à celle obtenue par simulation, il apparaît clairement sur la figure 3.7 que les deux modèles prédisent un comportement sensiblement différent de la forme de la décroissance de la population neutronique.

Pour les temps inférieurs à $2.5\mu\text{s}$, la distribution normalisée $P'_{CP}(\tau)$ est supérieure à la distribution obtenue par simulation et inférieure par la suite. Par conséquent, pour les temps plus ou moins proches (selon le niveau de sous-criticité) de l'impulsion de neutrons, la cinétique point va prévoir une décroissance moins rapide de $N(t)$ et pour les temps plus éloignés la décroissance simulée sera supérieure à celle prédite par la cinétique point. En effet, la simulation reproduit le

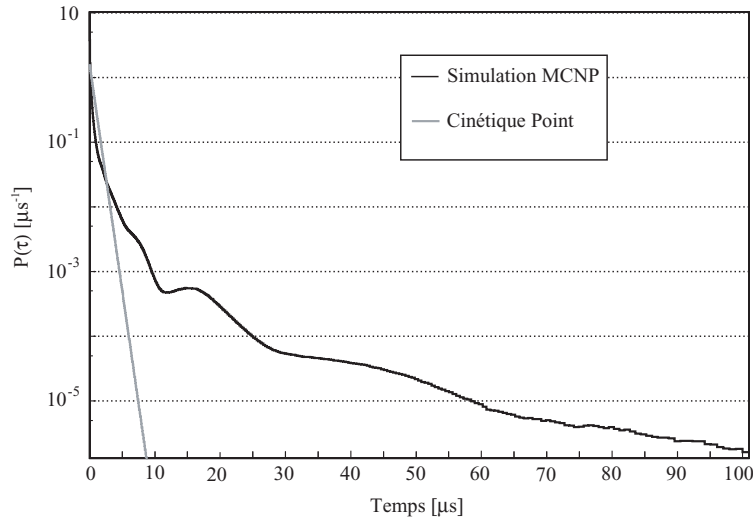


FIG. 3.7 – Comparaison des distributions $P'(\tau)$ et $P'_{CP}(\tau)$ pour le réacteur MASURCA obtenue par simulation et déduite de la cinétique ponctuelle avec $\ell = 0.6\mu s$.

comportement des neutrons qui partent dans le réflecteur (décroissance importante de la population de neutrons) et diffusent pendant des temps pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de μs prenant ainsi en compte les nouvelles chaînes de fissions qu'ils peuvent initier en revenant dans le combustible même à des temps très éloignés de leur création.

Pour quantifier l'importance de la contribution des neutrons qui reviennent du réflecteur, il est intéressant d'effectuer les convolutions successives pondérées par le facteur de multiplication pour obtenir la contribution temporelle de chaque génération. L'expression (3.16) permet de déterminer l'expression analytique de la contribution temporelle $N_i(t)$ de chaque génération i pour la cinétique point :

$$N_i(t) = \frac{k_p^i}{\ell^i} \frac{t^i}{(i-1)!} \exp\left(-\frac{t}{\ell}\right) \quad (3.17)$$

En dérivant (3.17), il apparaît que la génération $i = \frac{t}{\ell}$ a la contribution la plus importante au temps t pour toutes les valeurs de k_p . Pour la distribution $P'(\tau)$ obtenue par simulation, le comportement de la contribution des générations en fonction du temps est très différent et dépend très fortement du niveau de sous-criticité comme le montre la figure 3.8.

Pour $k_p = 0.95$, la population neutronique est dominée aux grands temps par les générations apparues peu après l'impulsion source (donc des vieux neutrons). De plus, la figure 3.8 (a) laisse apparaître l'existence de structures particulières présentes dans la distribution $P'(\tau)$ et qui sont dues à la traversée de résonances de fission et de capture par les neutrons qui reviennent du réflecteur.

Par contre quand k_p est proche de un (figure 3.8 (b)), la distribution des générations est une gaussienne centrée sur la génération $i = \frac{t}{\ell}$ au temps t .

Pour conclure, il est important de retenir que dans le cas où le réacteur est proche de la criticité, les contributions à la population de neutrons prédites par les deux modèles suivent à peu

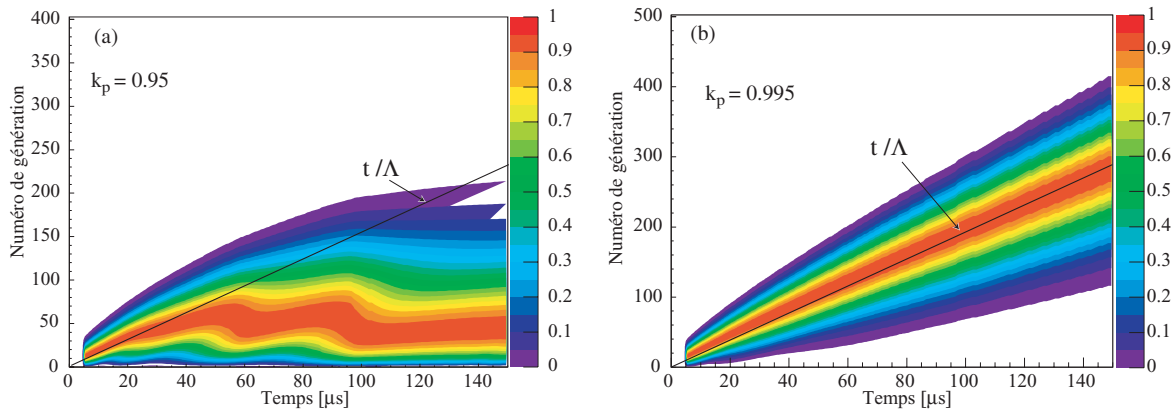


FIG. 3.8 – Répartition en fonction du temps de la contribution des différentes générations de neutrons obtenue à partir de la distribution $P'(\tau)$ pour $k_p = 0.95$ et $k_p = 0.995$.

près la même distribution. Par contre pour des valeurs de k_{eff} typiques des valeurs de fonctionnement d'un réacteur hybride, les neutrons revenant du réflecteur contribuent fortement (pour MASURCA) à la population de neutrons et par conséquent ils doivent être pris en compte afin d'interpréter la décroissance du taux de fission dans le cœur.

L'approximation faite dans le modèle basé sur la distribution des temps intergénération est que toute fission engendre k_p fissions dans la génération suivante en suivant la même distribution temporelle $P(\tau)$. Cependant, les premières générations de neutrons sont différentes des autres dans la réalité. Il est donc nécessaire de vérifier que, de même que le facteur de multiplication prompt k_i de chaque génération converge en quelques générations vers k_p (qui par définition est l'intégrale de $P(\tau)$), la distribution $P'_i(\tau)$ définie comme la probabilité normalisée pour un neutron de la génération i d'induire une fission au temps τ dans la génération suivante converge rapidement pour les premières générations vers la distribution $P'(\tau)$. Pour s'en convaincre, il suffit de regarder la figure 3.9(b) qui montre la valeur du premier moment des distributions $P'_i(\tau)$ pour les premières générations ce qui correspond au temps moyen nécessaire à un neutron de génération i pour engendrer un neutron dans la génération suivante.

La simulation a été effectuée pour le réacteur MASURCA en configuration sous-critique (≈ -3000 pcm) en utilisant une source centrée avec les caractéristiques de la source de neutrons issus de la réaction $T(d,n)^4He$ ($E \approx 15$ MeV). La spécificité énergétique de la source influe sur la première génération comme le montre la simulation du flux de neutrons dans les éléments combustibles génération par génération (figure 3.9(a)). Le nombre de générations nécessaires pour stabiliser le temps de génération correspond au nombre de générations nécessaires pour atteindre la périphérie du combustible.

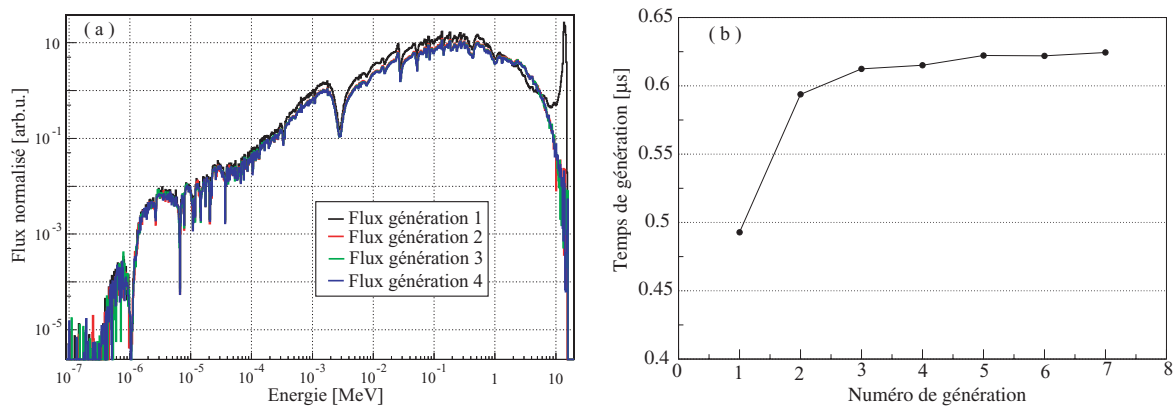


FIG. 3.9 – Flux de neutrons et temps de génération des premières générations après l'impulsion.

3.5 Simulation numérique des grandeurs nécessaires à l'analyse

Les méthodes d'analyses décrites précédemment nécessitent la détermination de certains paramètres dynamiques du système qui doivent être obtenus par simulation numérique. Tous les résultats de simulation ont été obtenus avec le code de calcul stochastique MCNP4c2 [37].

Avec le code MCNP, il est possible de décrire précisément la géométrie du réacteur ainsi que la source externe de neutrons et par conséquent d'obtenir la réponse du système ou d'un détecteur à une impulsion de neutrons. Cependant cette possibilité a un inconvénient car le comportement du réacteur dépend de son facteur de multiplication. Or selon les bases de données utilisées, une grande différence peut être observée dans le résultat pour une même géométrie.

Une possibilité est d'effectuer des calculs dans un mode stabilisé de la source de fission du réacteur. La première partie du calcul correspond à la recherche de ce mode : les neutrons ont une distribution spatiale quelconque au départ et une distribution énergétique correspondant à un spectre de fission. Lorsque le transport d'un neutron conduit à une fission, l'histoire du neutron s'arrête et la fission est gardée pour servir de source dans le cycle suivant. La population de neutrons initiale est maintenue constante en augmentant ou diminuant artificiellement le nombre de neutrons produits par fission. Au bout d'un certain nombre de cycles, la distribution spatiale des fissions est telle que l'équation (3.1) est satisfaite. A partir de ce moment, tous les paramètres dynamiques du système correspondant au mode stabilisé (l'origine des neutrons source est oubliée) peuvent être calculés. La méthode proposée est basée sur la distribution des temps intergénération dans le mode stabilisé. Une fois normalisée la forme de cette distribution varie très faiblement d'une configuration géométrique à une autre et par conséquent, il est possible grâce aux convolutions décrites dans le paragraphe 3.3.2 de déterminer la réponse dynamique du massif ou d'un détecteur à une impulsion de neutrons pour n'importe quel niveau de sous-criticité grâce à une simulation unique.

La distribution des temps intergénération permet aussi de calculer le temps de vie des neutrons qui est égal au premier moment de la distribution $P(\tau)$ et qui sert à l'analyse avec les

approximations de la cinétique point.

$$\ell = \int_0^\infty uP(u)du \quad (3.18)$$

3.6 Application aux mesures de l'expérience MUSE IV

La figure 3.10 présente les taux de comptage obtenus pour une chambre à fission localisée dans le combustible pour les trois configuration étudiées (SC0, SC2 et SC3) avec chaque fois la barre de pilotage (BP) insérée et hors du coeur [41, 40].

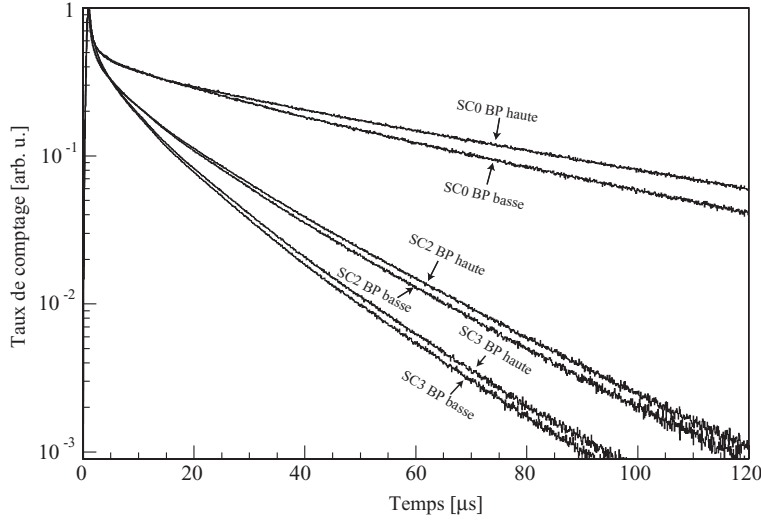


FIG. 3.10 – Taux de comptage après une impulsion de neutrons d'une chambre à fission localisée dans le coeur du réacteur dans les configurations SC0, SC2 et SC3 avec la BP haute et la BP basse.

3.6.1 Traitement préalable des données brutes

La méthode de mesure de la réactivité proposée en 3.3 est basée sur la dérivée logarithmique de la décroissance prompt de la population de neutrons. La figure 3.11 présente un spectre typique obtenu avec une chambre à fission (²³⁵U) placée dans le coeur.

Le taux de comptage constant à la fin de la décroissance des neutrons prompts correspond à la multiplication des neutrons retardés et à la source intrinsèque du réacteur. Cependant, cette contribution après quelques minutes de fonctionnement de GENEPI est constante dans le temps, l'analyse est donc effectuée après l'avoir soustraite.

Les simulations montrent que la distribution $P(\tau)$ a des structures importantes dues à la traversée de résonances. Par conséquent, ces structures se retrouvent dans la réponse $N(t, k_p)$ calculée en convoluant successivement $P(\tau)$. Il est donc important de calculer la fonction $\alpha(t, k_p)$

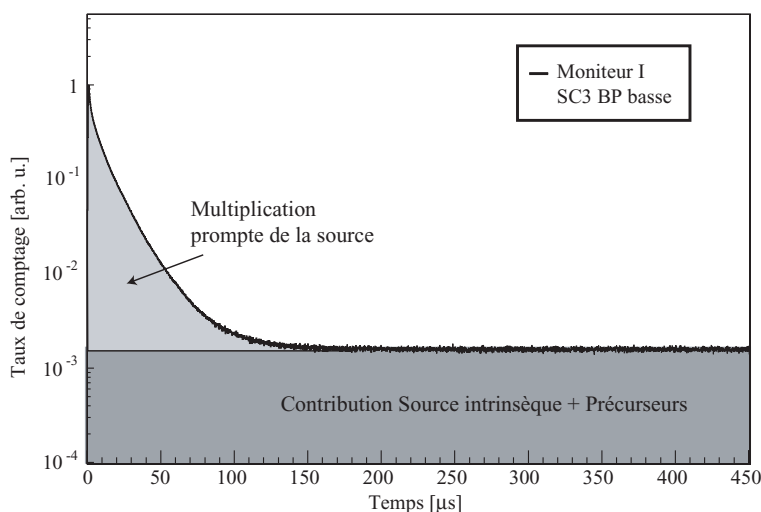


FIG. 3.11 – Réponse d'un détecteur à une impulsion de neutrons.

expérimentale le plus précisément possible afin de pouvoir la comparer aux fonctions calculées. Afin de déduire un maximum d'information sur la décroissance expérimentale de la population de neutrons, la solution qui s'est avérée la plus adaptée est de calculer le logarithme du taux de comptage et d'ajuster localement une droite à la courbe. Cependant, afin d'effectuer un ajustement sur un nombre de canaux restreint, il est nécessaire de s'affranchir des fluctuations statistiques du taux de comptage. La solution retenue a été d'effectuer une transformée par ondelettes de la réponse temporelle des détecteurs, de filtrer les coefficients ainsi obtenus avec un filtre à seuil et de reconstruire le signal [42]. La figure 3.12 illustre la qualité du lissage obtenu ainsi que l'influence du lissage sur la valeur de la pente locale.

La méthode de lissage des données a permis d'effectuer l'analyse de toutes les données des expériences MUSE IV en ajustant les courbes sur des intervalles de $1 \mu\text{s}$. Il faut cependant remarquer que le lissage nécessaire en raison des taux de comptage relativement faibles ne le serait pas forcément dans le cas d'un réacteur de puissance ou avec des détecteurs plus efficaces.

Il faut noter que pour des configurations très sous-critique, la décroissance est très rapide et le taux de comptage d'un détecteur atteint rapidement le fond constant. Dans ce cas, se pose un nouveau problème dû au rapport signal sur bruit.

3.6.2 Résultats dans la configuration SC0

3.6.2.1 Détecteurs localisés dans le coeur

Dans cette configuration, seuls des moniteurs chargés en ^{235}U ont été utilisés. Pour les détecteurs placés dans la zone combustible, l'essentiel des neutrons détectés le sont avant qu'ils n'aient eu le temps de diffuser dans le réflecteur. Dans ce cas il n'est pas nécessaire de convoluer la décroissance calculée de la population de neutrons par la distribution $D(\tau)$ caractéristique du détecteur. La méthode a été appliquée pour les moniteurs F, I et L localisés dans le combustible.

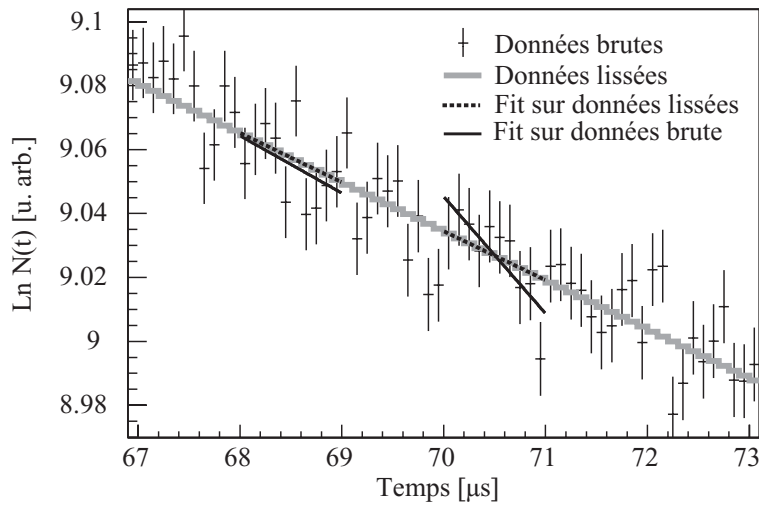


FIG. 3.12 – Ajustement sur le logarithme du taux de comptage avec et sans lissage.

La figure 3.13(a) représente les trois courbes $\alpha(t, k_p)$ obtenues expérimentalement pour la barre de pilotage en position haute. Il n'y a donc pas d'influence de la position du détecteur dans le combustible. Par contre, malgré la faible variation de réactivité qu'elle entraîne, la barre de pilotage modifie significativement la pente de la décroissance de la population de neutrons, comme l'illustre la figure 3.13 (b).

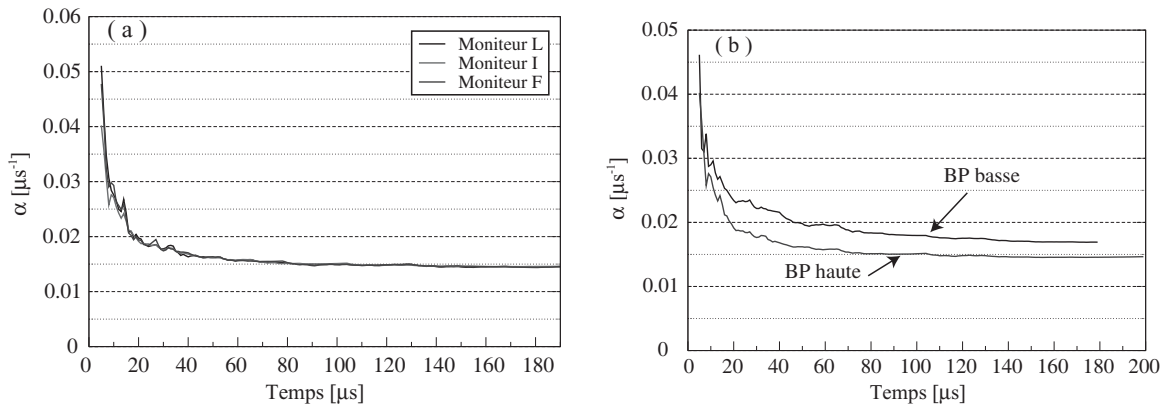


FIG. 3.13 – Décroissance logarithmique du taux de comptage des trois moniteurs dans le combustible dans la configuration SC0 BP haute (a) et influence de la position de la barre de pilotage sur la décroissance logarithmique du taux de comptage du moniteur F (b).

La méthode présentée a été appliquée pour l'ensemble des 3 moniteurs avec la BP haute et basse. Les résultats pour le moniteur L sont présentés sur la figure 3.14, le résultat de la décroissance expérimentale ainsi que la courbe calculée s'ajustant au mieux aux données expérimentales sont tracés avec son encadrement à plus ou moins 100 pcm près.

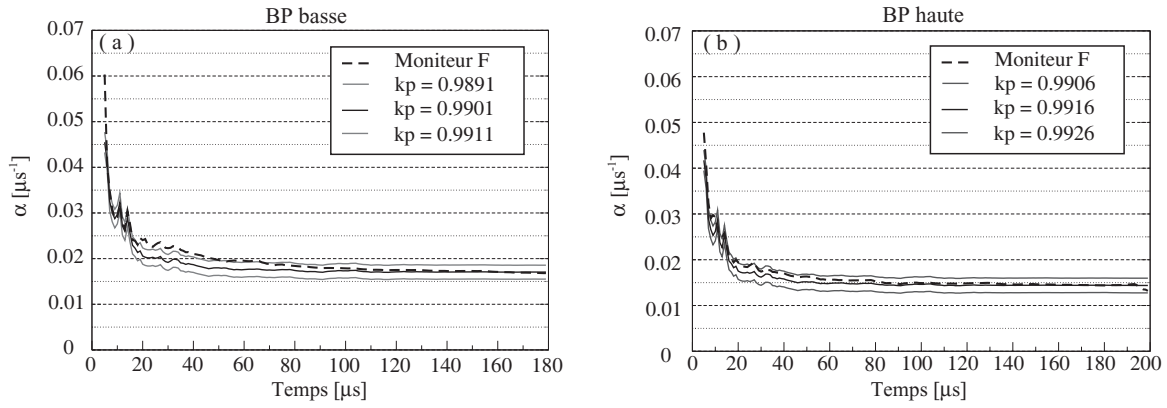


FIG. 3.14 – Décroissance logarithmique du taux de comptage du moniteur F ainsi que la fonction $\alpha(t, k_p)$ correspondant au meilleur ajustement des données expérimentales et son encadrement à ± 100 pcm pour la barre de pilotage dans la position basse (a) et pour la barre haute (b).

TAB. 3.2 – Coefficient de multiplication prompt mesuré pour les trois moniteurs dans le combustible avec la barre de pilotage dans la position haute et basse.

Moniteur	Barre de Pilotage	k_p mesurée	poids de la barre (Δk_p)
F	haute	0.9916 ± 50 pcm	150 ± 112 pcm
F	basse	0.9901 ± 100 pcm	
I	haute	0.9917 ± 50 pcm	160 ± 112 pcm
I	basse	0.9901 ± 100 pcm	
L	haute	0.9917 ± 50 pcm	170 ± 112 pcm
L	basse	0.9900 ± 100 pcm	

Les valeurs de k_p obtenues pour les trois détecteurs avec la BP haute et basse sont synthétisées dans le tableau 3.2.

L'écart Δk_p entre la valeur de k_p avec la barre de pilotage insérée et hors coeur est compatible avec le poids neutronique déterminé avec les méthodes de référence, soit 130 pcm dans la configuration SC0[38].

L'incertitude sur k_p obtenue par l'ajustement de la fonction $\alpha(t, k_p)$ aux données expérimentales est toujours inférieure à une dizaine de pcm, cependant il paraît évident que l'incertitude systématique domine l'incertitude sur la mesure. La méthode proposée présente l'avantage de reproduire la forme de la décroissance expérimentale sur une gamme de temps supérieurs à 150 μ s, même dans l'intervalle de temps compris entre 5 et 30 μ s après l'impulsion des neutrons où la courbe présente des structures importantes. Il apparaît également que l'encadrement à plus ou moins 100 pcm (BP basse) ou 50 pcm (BP haute) inclut tous les points expérimentaux et que l'incertitude de la méthode est inférieure à 100 pcm dans l'ensemble des configurations analysées pour la configuration SC0.

Lorsque la barre de pilotage est insérée, il semble que les données calculées reproduisent moins bien l'expérience que dans le cas où la BP est haute : ce point n'a pu être élucidé. En effet, pour comprendre l'écart observé, plusieurs distributions $P(\tau)$ ont été calculées en utilisant la description précise de la barre dans sa position haute et basse ainsi qu'une configuration où la BP n'est pas modélisée. Or les trois distributions ont conduit au même résultat avec la même différence entre les données calculées et expérimentales. Il est d'ailleurs heureux que la description de la barre de pilotage n'ait pas d'effet significatif sur la distribution $P(\tau)$ et sur le résultat de l'analyse car la distribution des temps entre deux générations est une grandeur globale du réacteur et l'un des atouts de cette méthode est que sa modélisation ne nécessite pas une description très précise des caractéristiques du réacteur.

3.6.2.2 Détecteurs localisés hors du combustible

Pour les moniteurs placés dans le réflecteur ou dans le bouclier, l'analyse est un peu plus complexe puisqu'il est nécessaire de prendre en considération le temps entre la naissance du neutron et sa détection (cf 3.3.3). La figure 3.15 représente la réponse des moniteurs A et C respectivement dans le bouclier et le réflecteur ainsi que celle du moniteur I dans le coeur, à une impulsion de neutrons dont le maximum d'intensité se situe à $1 \mu\text{s}$. Dans un premier temps, pour les moniteurs A et C, le taux de comptage augmente pendant une quinzaine de μs avant de décroître avec une pente similaire à celle observée pour le détecteur I dans le coeur. Cette montée du taux de comptage correspond au temps mis par les neutrons pour arriver dans le détecteur. Le détecteur voit donc de plus en plus de neutrons arriver au fur et à mesure que le réflecteur se remplit. Les échanges entre le réflecteur et la zone combustible atteignent ensuite un état d'équilibre, et le taux de comptage décroît ensuite avec la population dans le coeur.

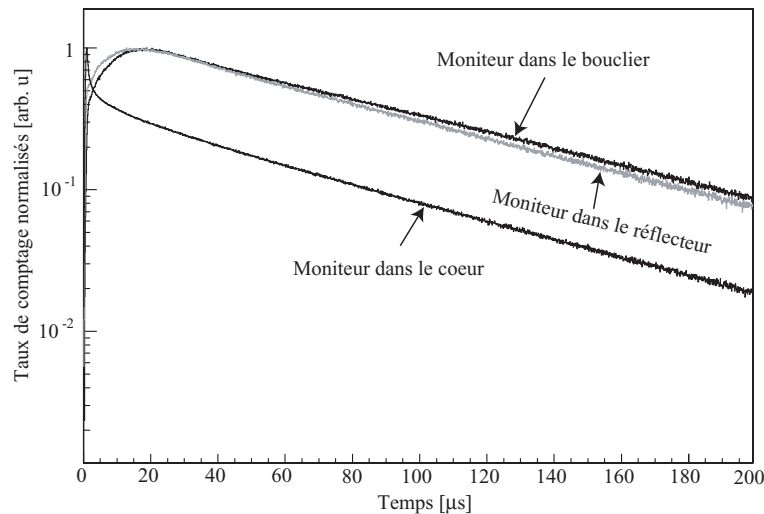


FIG. 3.15 – Taux de comptage normalisés pour une chambre à fission chargée en ^{235}U placée dans le bouclier, le réflecteur et le combustible.

Pour se rendre compte de l'influence du temps écoulé avant la détection des neutrons, la

figure 3.16 représente pour différents temps la contribution relative de chaque génération à la population des neutrons et au taux de comptage du moniteur C placé dans le réflecteur. Les calculs ont été effectués pour $k_p = 0.99$.

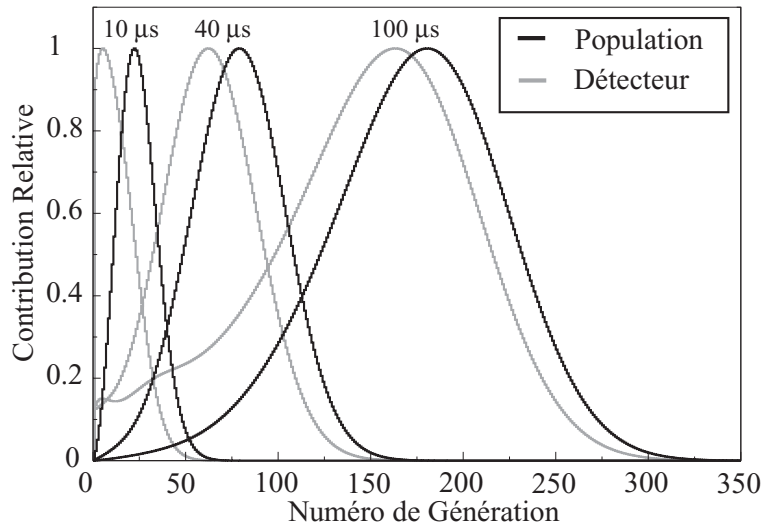


FIG. 3.16 – Contributions relatives des différentes générations à la population de neutrons et au taux de comptage du moniteur C (réflecteur) pour $k_p = 0.99$.

La convolution de la population de neutrons par la réponse $D(\tau)$ du détecteur engendre son décalage et son élargissement vers les premières générations.

La figure 3.17 représente la contribution temporelle de différentes générations (1, 5 et 10) à la population et au taux de comptage dans le moniteur C.

Les structures dues à la traversée des résonances de capture par les neutrons en cours de ralentissement restent visibles sur la population de neutrons, même après convolution. Pour la contribution au taux de comptage, les structures de la distribution $D(\tau)$ modifient sensiblement la forme des contributions temporelles pour un détecteur thermique dans le réflecteur. Cependant, la prise en compte de la fonction réponse du détecteur permet de reproduire de manière très satisfaisante la variation temporelle du taux de comptage.

Dans la configuration SC0, seuls des détecteurs chargés en U^{235} ont été utilisés. Par contre, l'utilisation d'une chambre à seuil (Np^{237}) dans le réflecteur, permettrait de s'affranchir de la convolution par $D(\tau)$.

La figure 3.18 illustre la qualité de l'accord entre l'expérience et le calcul, l'encadrement du meilleur ajustement est effectué à ± 100 pcm.

Finalement, les valeurs de k_p obtenues pour tous les détecteurs hors combustible sont présentées dans le tableau 3.3.

Les valeurs de k_p , ainsi que sa diminution suite à l'insertion de la barre de pilotage, mesurées avec les détecteurs hors combustible sont compatibles avec celles mesurées pour les détecteurs dans le coeur.

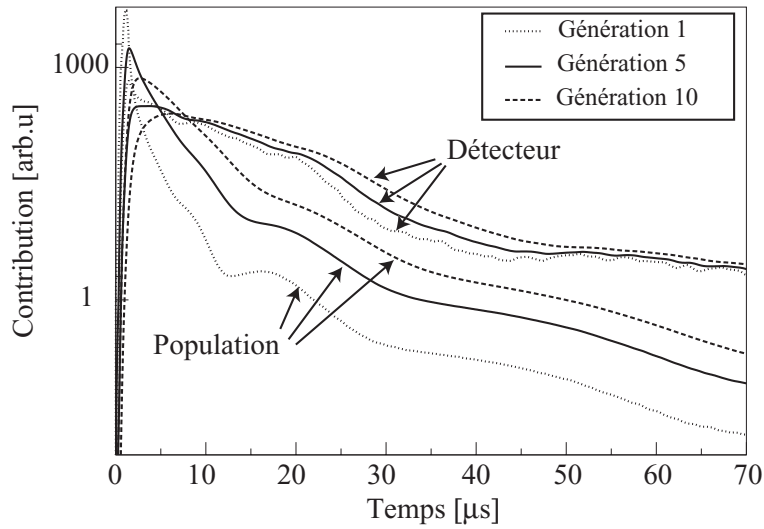


FIG. 3.17 – Contribution temporelle des générations 1, 5 et 10 à la population de neutrons et au taux de comptage dans le moniteur C pour $k_p = 0.99$.

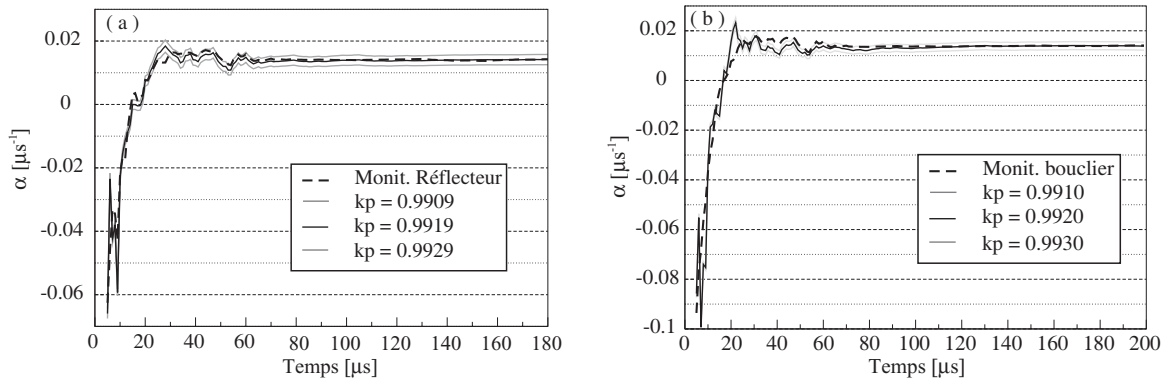


FIG. 3.18 – Décroissance logarithmique du taux de comptage et fonctions $\alpha(t, k_p)$ correspondant au meilleur ajustement des données expérimentales ainsi que son encadrement à ± 100 pcm pour des moniteurs placés dans le réflecteur (a) et le bouclier (b).

3.6.3 Résultats dans la configuration SC2

La configuration SC2 ($k_{eff} \simeq 0.97$) est la première configuration étudiée pendant le programme MUSE IV avec un niveau de sous-criticité représentatif du fonctionnement d'un ADS. Par conséquent, il est très intéressant dans cette configuration de pouvoir tester les méthodes de mesure de réactivité.

TAB. 3.3 – Synthèse des résultats obtenus pour les détecteurs hors combustible dans la configuration SC0.

Moniteur	Barre de pilotage	k_p	Δk_p
A (bouclier)	haute	0.9921 ± 50 pcm	130 ± 112 pcm
	basse	0.9908 ± 100 pcm	
B (bouclier)	haute	0.9921 ± 50 pcm	140 ± 112 pcm
	basse	0.9907 ± 100 pcm	
J (bouclier)	haute	0.9920 ± 50 pcm	120 ± 112 pcm
	basse	0.9908 ± 100 pcm	
K (bouclier)	haute	0.9920 ± 50 pcm	120 ± 112 pcm
	basse	0.9908 ± 100 pcm	
C (réflecteur)	haute	0.9919 ± 50 pcm	140 ± 112 pcm
	basse	0.9905 ± 100 pcm	
D (réflecteur)	haute	0.9919 ± 50 pcm	120 ± 112 pcm
	basse	0.9907 ± 100 pcm	

3.6.3.1 Détecteurs localisés dans le coeur

Comme pour la configuration SC0, l'utilisation de détecteurs localisés dans le coeur permet, à partir de la distribution $P(\tau)$, de mesurer la réactivité du réacteur. Les décroissances expérimentales du taux de comptage du moniteur F avec la BP insérée ou non sont présentées sur la figure 3.19. Il est intéressant de remarquer que même à ce niveau de sous-criticité ($\simeq -3000$ pcm), l'effet de la barre de pilotage est visible même si elle ne modifie la réactivité que d'environ 5 %.

Un excellent accord entre la décroissance ajustée et la décroissance expérimentale est trouvé, comme l'illustre la figure 3.20 pour le moniteur L avec la BP basse ou haute, l'encadrement du meilleur ajustement est présenté à plus ou moins 100 pcm.

Les valeurs numériques obtenues pour k_p sont synthétisées dans le tableau 3.4.

TAB. 3.4 – Synthèse des résultats obtenus pour les détecteurs dans le combustible pour la configuration SC2.

Moniteur	Barre de Pilotage	k_p	Δk_p
F	haute	0.9687 ± 100 pcm	230 ± 141 pcm
F	basse	0.9664 ± 100 pcm	
I	haute	0.9678 ± 100 pcm	210 ± 141 pcm
I	basse	0.9657 ± 100 pcm	
L	haute	0.9677 ± 100 pcm	210 ± 141 pcm
L	basse	0.9656 ± 100 pcm	

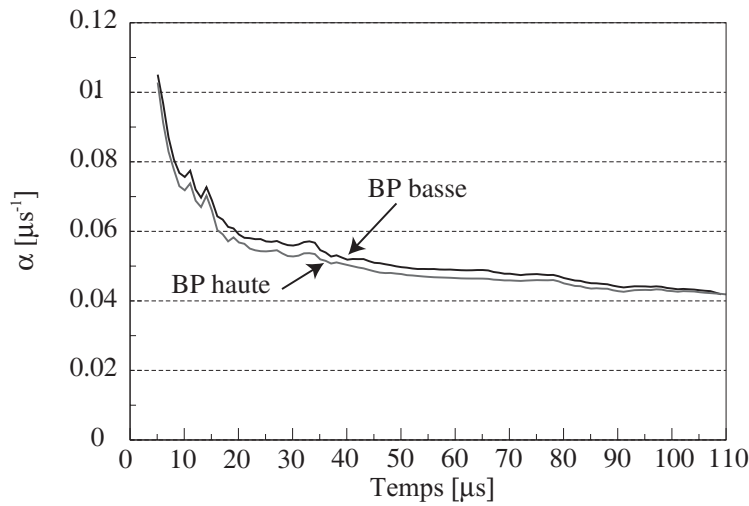


FIG. 3.19 – Décroissance expérimentale du taux de comptage du moniteur F avec la BP haute et la BP basse.

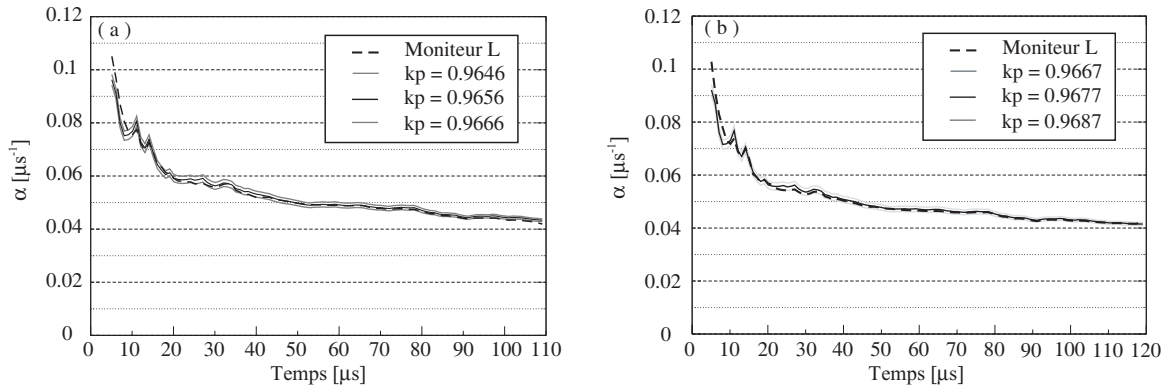


FIG. 3.20 – Décroissance logarithmique du taux de comptage et fonctions $\alpha(t, k_p)$ correspondant au meilleur ajustement des données expérimentales ainsi que son encadrement à plus ou moins 100 pcm près pour le moniteur L, BP basse (a) et haute (b).

3.6.3.2 Détecteurs placés hors de la zone combustible

Dans cette configuration, l'utilisation de chambre à fission chargée en U^{235} ne permet pas d'effectuer l'analyse. En effet, la forme temporelle de la décroissance reconstruite à partir des convolutions de $P'(\tau)$ et de $D(\tau)$ ne permet pas de reproduire la forme de la décroissance expérimentale sur la gamme de temps étudiée. La figure 3.21 montre un ensemble de fonctions $\alpha(t, k_p)$ obtenues pour plusieurs valeurs de k_p ainsi que les courbes expérimentales obtenues dans les configurations SC2 et SC3 pour le moniteur C placé dans le réflecteur.

La fonction $\alpha(t, k_p)$ obtenue avec la valeur de k_p correspondant au meilleur ajustement de

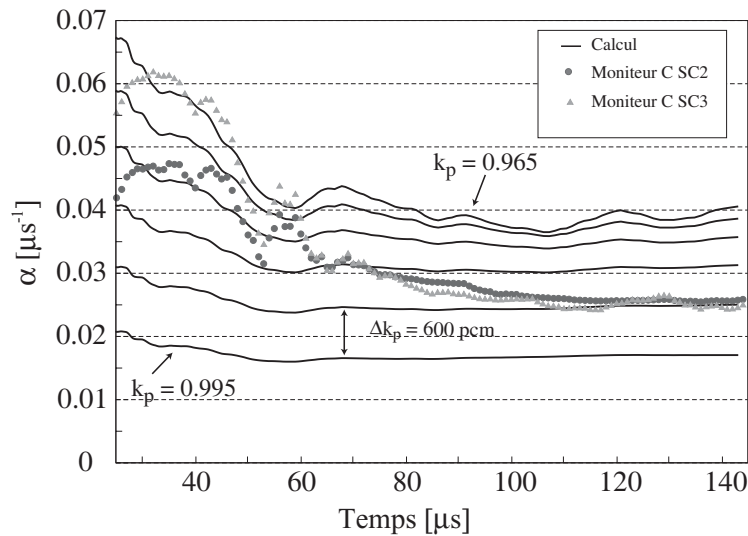


FIG. 3.21 – Décroissances logarithmiques calculées pour des valeurs de k_p comprises entre 0.965 et 0.995 et décroissances expérimentales pour le moniteur C (réflecteur) dans les configurations SC2 et SC3 avec la barre de pilotage en position haute.

la réponse des détecteurs placés dans le combustible ne correspond pas du tout à la réponse expérimentale. De plus pour les configurations SC2 et SC3, après 60 μ s la décroissance est équivalente dans les deux configurations. Par conséquent, il s'avère qu'il n'est pas judicieux d'utiliser une chambre à fission sensible aux neutrons thermiques, dans le réflecteur pour mesurer la réactivité.

De plus, la simulation numérique ne permet pas de reproduire la forme de la réponse des moniteurs placés dans le réflecteur (ou le bouclier), ce qui peut laisser supposer une mauvaise description de la géométrie utilisée dans la simulation ou des erreurs dans les bases de données nucléaires. Dans tous les cas, l'effet n'est visible que pour les fortes sous-criticités où les neutrons qui ont pu diffuser pendant des temps importants devant le temps de génération contribuent de manière relativement plus importante par rapport à un cas où le coeur est proche de l'état critique. Il n'est donc pas étonnant que la simulation numérique ne reproduise pas correctement les longues histoires de neutrons. Cette remarque va d'ailleurs dans le sens des premières conclusions de la comparaison des résultats de simulation (réponse de détecteur, indice de spectre ...) du benchmark avec les résultats expérimentaux.

3.6.4 Résultats dans la configuration SC3

3.6.4.1 Détecteurs localisés dans le coeur

Trois détecteurs localisés dans le coeur ont été également utilisés dans cette configuration. La figure 3.22 illustre l'effet de l'insertion de la barre de pilotage sur la décroissance logarithmique du taux de comptage du moniteur L, qui ici encore reste visible.

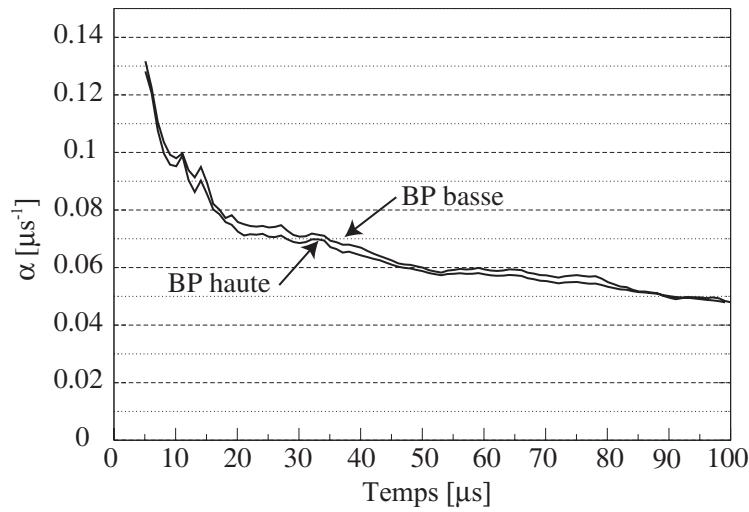


FIG. 3.22 – Effet de la barre de pilotage sur la décroissance du taux de comptage du moniteur L dans la configuration SC3.

Les courbes $\alpha(t, k_p)$ calculées reproduisent de manière très satisfaisante les résultats expérimentaux, l'ensemble des points étant toujours encadrés à plus ou moins 100 pcm comme le montre la figure 3.23.

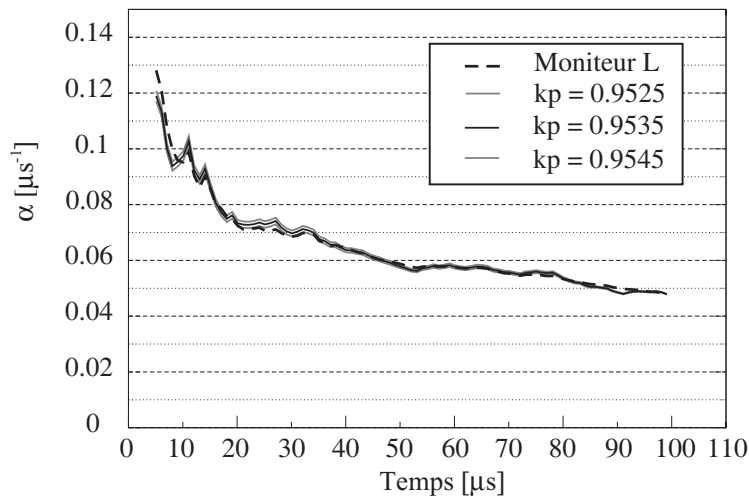


FIG. 3.23 – Ajustement sur la décroissance logarithmique du taux de comptage du moniteur L dans la configuration SC3 BP haute.

Les résultats obtenus pour les trois détecteurs sont récapitulés dans le tableau 3.5.

TAB. 3.5 – Synthèse des valeurs de k_p obtenues pour les détecteurs dans le combustible pour la configuration SC3.

Moniteur	Barre de Pilotage	k_p	Δk_p
F	haute	$0.9549 \pm 100 \text{ pcm}$	$260 \pm 141 \text{ pcm}$
F	basse	$0.9523 \pm 100 \text{ pcm}$	
I	haute	$0.9515 \pm 100 \text{ pcm}$	$220 \pm 141 \text{ pcm}$
I	basse	$0.9537 \pm 100 \text{ pcm}$	
L	haute	$0.9513 \pm 100 \text{ pcm}$	$220 \pm 141 \text{ pcm}$
L	basse	$0.9535 \pm 100 \text{ pcm}$	

3.6.4.2 Détecteur à seuil localisé hors combustible

Dans l'étude de la configuration SC2, il est apparu que les moniteurs chargés en U^{235} ne pouvaient pas être utilisés pour la mesure de réactivité, une chambre à fission chargée en Np^{237} placée dans le plan médian à la position E 18-13 a donc été utilisée.

La réponse temporelle de cette chambre à fission ainsi que celles des moniteurs dans le coeur et dans le réflecteur sont présentées sur la figure 3.24.

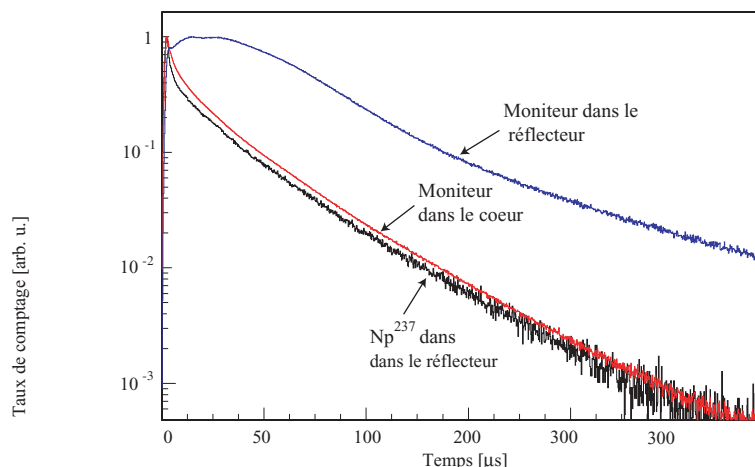


FIG. 3.24 – Taux de comptage normalisé d'une chambre à fission chargée en Np^{237} dans le réflecteur et de deux moniteurs placés dans le combustible et dans le réflecteur.

La forme de la réponse de la chambre à fission chargée en Np^{237} est très similaire à celle obtenue pour une chambre à U^{235} dans le coeur. Par conséquent pour effectuer l'analyse il n'est pas nécessaire de tenir compte de la fonction réponse du détecteur $D(\tau)$. Le résultat est présenté sur la figure 3.25 pour la configuration où la barre de pilotage est haute.

Les valeurs du facteur de multiplication prompt mesurées avec la BP haute et basse sont récapitulées dans le tableau 3.6, l'incertitude de la mesure est toujours de 100 pcm.

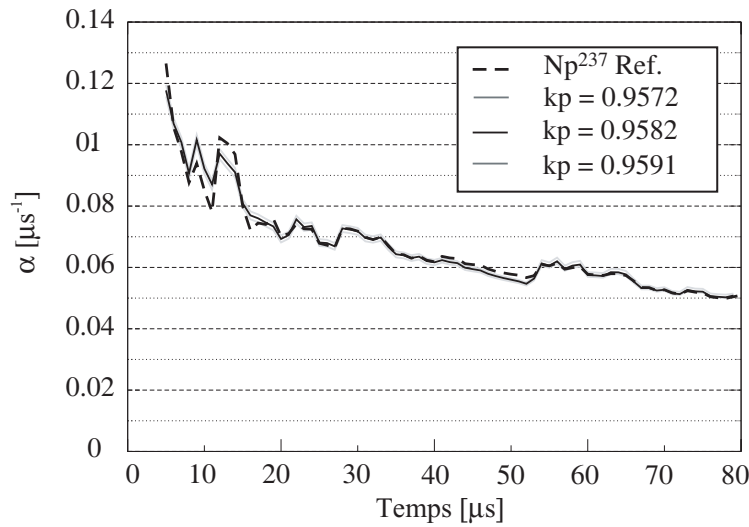


FIG. 3.25 – Décroissance logarithmique du taux de comptage d'une chambre à fission chargée en Np^{237} et fonctions $\alpha(t, k_p)$ correspondant au meilleur ajustement des données expérimentales avec son encadrement à plus ou moins 100 pcm près.

TAB. 3.6 – Valeurs du coefficient de multiplication mesurées à partir de la réponse d'une chambre à fission chargée en Np^{237} et placée dans le réflecteur.

	k_p
SC3 BP haute	$0.9550 \pm 100 \text{ pcm}$
SC3 BP basse	$0.9524 \pm 100 \text{ pcm}$

Il est important de retenir qu'il est possible de s'affranchir du problème rencontré avec l'utilisation d'un chambre à fission chargée en U^{235} dans le réflecteur en utilisant un détecteur à seuil. Finalement, la réponse d'un tel détecteur est équivalente à celle d'un moniteur dans le coeur et laisse par conséquent ouverte la possibilité d'effectuer les mesures de PNS pour monitorer la réactivité d'un démonstrateur d'ADS.

En pratique durant les expériences MUSE IV, l'utilisation de détecteurs à seuil (U^{238} ou Np^{237}) est pénalisante, pour une même masse de matière fissile, en raison des sections efficaces de fission qui sont moins élevées que pour une chambre chargée en U^{235} comme le montre la figure 3.26.

3.6.5 Discussion des résultats et de la méthode d'analyse

Le modèle proposé pour décrire la décroissance prompt de la population de neutrons dans le coeur reproduit avec un très bon accord la forme expérimentale de la décroissance du taux de comptage de détecteurs dans le combustible ou de détecteurs à seuil dans le réflecteur. Cet accord

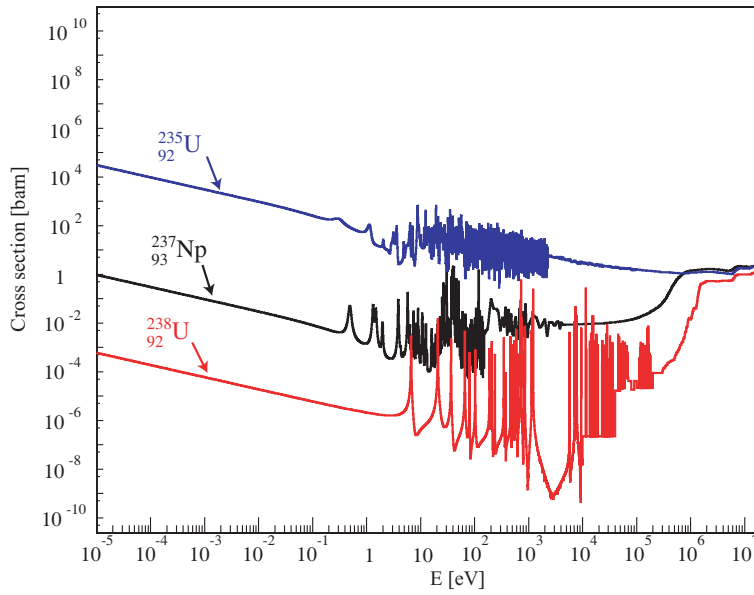


FIG. 3.26 – Section efficace de fission de l' U^{238} , du Np^{237} et de l' U^{235} .

est très bien illustré par la figure 3.27 qui représente la décroissance expérimentale du moniteur I pour les trois configurations ainsi que les courbes calculées pour des valeurs de k_p comprises entre 0.95 et 0.995.

Il faut cependant s'assurer que les valeurs de k_p correspondant à la courbe $\alpha(t, k_p)$ s'ajustant au mieux aux données expérimentales sont égales à la valeur du coefficient de multiplication prompt réel de l'assemblage. A cet effet, il est nécessaire de comparer les valeurs obtenues avec celles déduites des méthodes standards de mesure de réactivité qui ont été calibrées durant la phase critique des expériences MUSE IV. Ces méthodes sont basées sur le rapport des taux de comptage d'un moniteur pour deux configurations sous-critique avec une source externe. La méthode MSA (Multiplication de Source Approchée) ne tient pas compte de la différence d'importance des neutrons source et des neutrons de fission, tandis que la méthode MSM (Multiplication de Source Modifiée) nécessite l'introduction d'un facteur correctif calculé afin de tenir compte de cet effet [Ott].

Afin de relier les valeurs de k_p à la multiplication effective totale du système la fraction effective de neutrons retardés est considérée ici comme égale à 335 pcm, ce qui sera d'ailleurs vérifié dans le chapitre 5. La réactivité est alors calculée en utilisant les relations suivantes :

$$k_{eff} = \frac{k_p}{(1 - \beta_{eff})} \text{ et } \rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \quad (3.19)$$

Le résultat de la conversion est présenté en cents (1 cent = $\beta_{eff}/100$) dans le tableau 3.7 pour les valeurs déduites de l'analyse présentée dans ce chapitre ainsi que pour les valeurs obtenues par le CEA [39] en utilisant la méthode de référence.

La figure 3.27 montre également que pour le réacteur proche de l'état critique, les valeurs

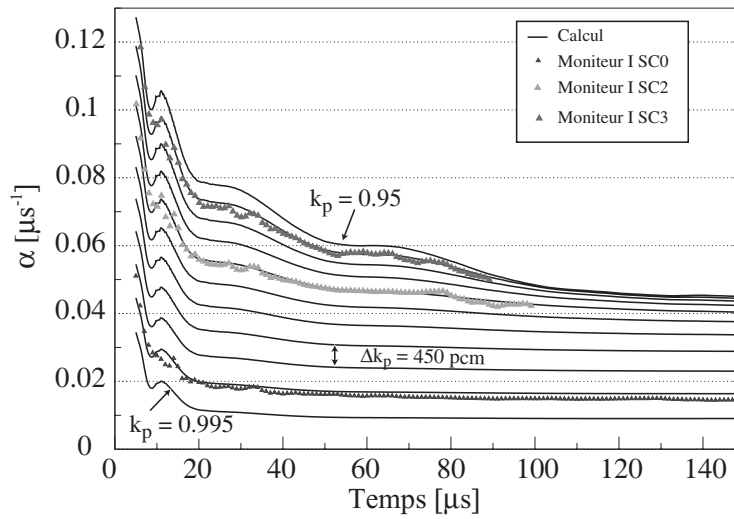


FIG. 3.27 – Décroissance expérimentale du moniteur I dans le coeur et décroissances calculées de la population de neutrons pour des valeurs de k_p comprises entre 0.95 et 0.995.

TAB. 3.7 – Comparaison des réactivités mesurées pour le moniteur L avec celles obtenues par la méthode MSM.

	k_p	k_{eff}	ρ (pcm)	ρ (cents)	ρ MSM + rod drop (cents)
SC0 BP ↑	0.9917 ± 50 pcm	0.9950 ± 50 pcm	503 ± 30	150 ± 9	
SC0 BP ↓	0.9900 ± 100 pcm	0.9933 ± 100 pcm	675 ± 67	201 ± 20	186
SC2 BP ↑	0.9677 ± 50 pcm	0.97095 ± 50 pcm	2992 ± 46	893 ± 14	
SC2 BP ↓	0.9656 ± 100 pcm	0.9688 ± 100 pcm	3216 ± 93	960 ± 28	910
SC3 BP ↑	0.9535 ± 50 pcm	0.9567 ± 50 pcm	4525 ± 49	1350 ± 15	
SC3 BP ↓	0.9513 ± 100 pcm	0.9545 ± 100 pcm	4767 ± 98	1423 ± 29	1360

$\alpha(t, k_p)$ deviennent constantes après quelques dizaines de μs de même que la courbe expérimentale correspondante dans la configuration SC0. Il est donc intéressant de vérifier si la décroissance aux grands temps correspond à la décroissance prédite par la relation 3.9 obtenue à partir des approximations de la cinétique ponctuelle. La décroissance expérimentale est donc représentée par la fonction $C \cdot \exp(\alpha t)$ pour différents détecteurs. Les coefficients sont ajustés dans un intervalle compris entre 150 et 280 μs après s'être assuré que les bornes de l'ajustement n'influent pas sur la valeur de α obtenue. Les valeurs de α ainsi que la valeur de la réactivité déduite en prenant également $\beta_{eff} = 335$ pcm et $\Lambda = 0.617 \mu s$ sont présentées dans le tableau 3.8.

A partir des données du tableau 3.7, il est également possible de calculer la valeur de la constante de décroissance α que prévoit la cinétique point pour les configurations SC2 et SC3. Le temps de génération Λ des neutrons est considéré constant pour les trois configurations. Les

TAB. 3.8 – Réactivités mesurées dans la configuration SC0 avec l'approximation de la cinétique point.

Configuration Coeur	Moniteur	α (μs^{-1})	ρ (cents)	ρ MSA (cents)
SC0 BP haute	I	$-1.317 \times 10^{-2} \pm 2 \times 10^{-4}$	142.5	157.1 ± 12
SC0 BP basse	I	$-1.562 \times 10^{-2} \pm 3 \times 10^{-4}$	187.68	192.6 ± 15
SC0 BP haute	F	$-1.413 \times 10^{-2} \pm 2 \times 10^{-4}$	160.2	157.1 ± 12
SC0 BP basse	F	$-1.658 \times 10^{-2} \pm 4 \times 10^{-4}$	205.3	192.6 ± 15

valeurs obtenues sont reportées sur la figure 3.28 ainsi que le taux de décroissance expérimental du moniteur L pour les trois configurations.

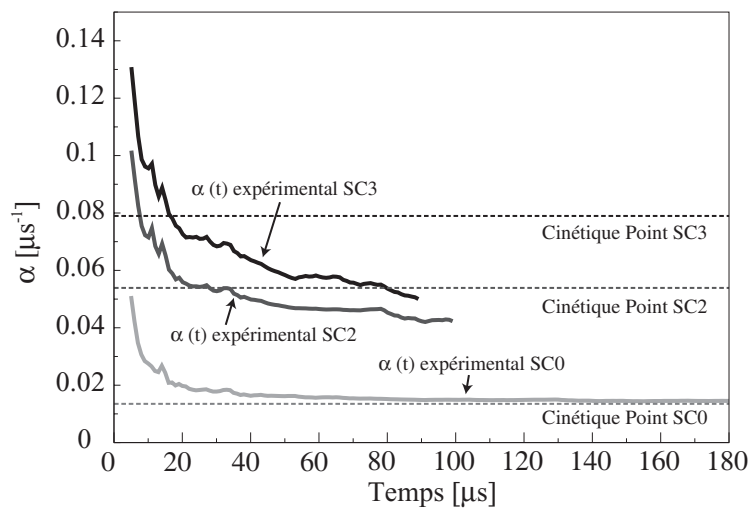


FIG. 3.28 – Comparaison entre les taux de décroissance expérimentaux du moniteur L et les valeurs prédites par la cinétique point pour les trois configurations.

Dans la configuration SC0, en attendant suffisamment longtemps ($150 \mu s$), la décroissance devient constante et son taux correspond bien à la valeur prédite par la cinétique point. Par contre, il est évident que la cinétique point ne reproduit pas du tout le comportement du réacteur pour les configurations SC2 et SC3. En effet le taux de décroissance du système est fortement dépendant du temps et la cinétique point ne permet donc pas d'interpréter les résultats expérimentaux.

3.7 Approche basée sur un modèle à deux régions

Afin de tenir compte de l'effet du réflecteur dans les équations de la cinétique point, une méthode d'analyse basée sur la recherche de deux pentes (voir 3 pentes) a été proposée [20]. Cette approche est basée l'ajout d'un temps de vie (et éventuellement d'un facteur de multiplication)

pour chaque région décrite dans le modèle afin de représenter l'échange de neutrons entre les différentes zones. Cette méthode présente l'avantage de tenir compte de l'effet du réflecteur dans l'analyse.

Afin de tester une approche similaire à partir de la distribution des temps intergénération et des approximations de la cinétique point, la relation (3.16) décrivant la distribution des temps entre deux générations est modifiée. La nouvelle distribution prend désormais en considération la contribution de deux exponentielles :

- la première, dominante entre 0 et 5 μs , a une décroissance λ telle que $1/\lambda$ est égal à 0.55 μs , soit une décroissance plus rapide que $1/\ell$
- la deuxième, qui domine à partir de 5 μs , a une décroissance λ' telle que $1/\lambda'$ est égal à 22 μs . Ce terme représente la contribution des neutrons revenant du réflecteur.

La forme de la nouvelle distribution est présentée sur la figure 3.29 avec la distribution exacte simulée.

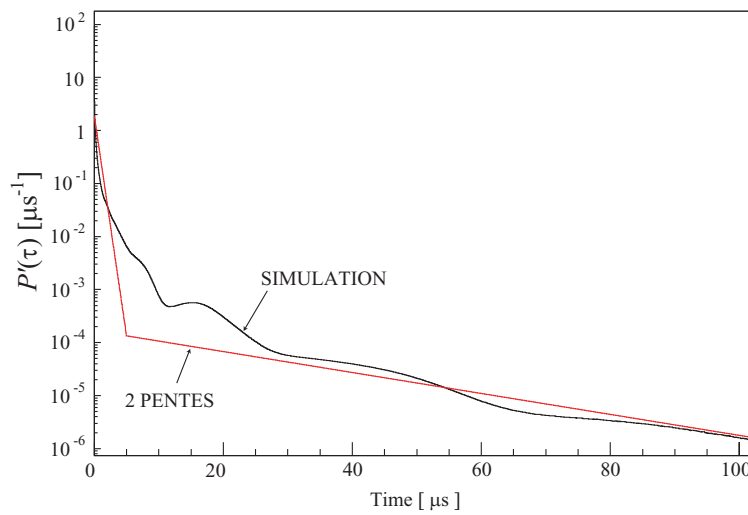


FIG. 3.29 – Distribution $P'(\tau)$ simulée et distribution $P'(\tau)$ à deux pentes.

Finalement, le temps de génération est toujours de l'ordre de 0.6 μs , seulement la probabilité d'induire une fission décroît plus vite dans les premières μs , ce qui revient à prendre en compte la disparition des neutrons qui partent dans le réflecteur. Ces neutrons peuvent ensuite revenir du réflecteur et ont donc toujours la possibilité d'induire une fission plus tard : ce phénomène est caractérisé par la deuxième exponentielle.

A partir de la nouvelle distribution $P'(\tau)$, il est possible d'effectuer numériquement les convolutions successives correspondant à la contribution de chaque génération et de calculer la décroissance pour différentes valeurs de k_p , et de les comparer à celles obtenues à partir de la distribution simulée exacte.

L'écriture de $P'(\tau)$ à partir de deux exponentielles permet d'obtenir une décroissance fortement dépendante du temps contrairement à la relation (3.16) qui implique que le taux de décroissance est constant. Cependant, même si la forme de $\alpha(t, k_p)$ obtenue à partir de la distribution

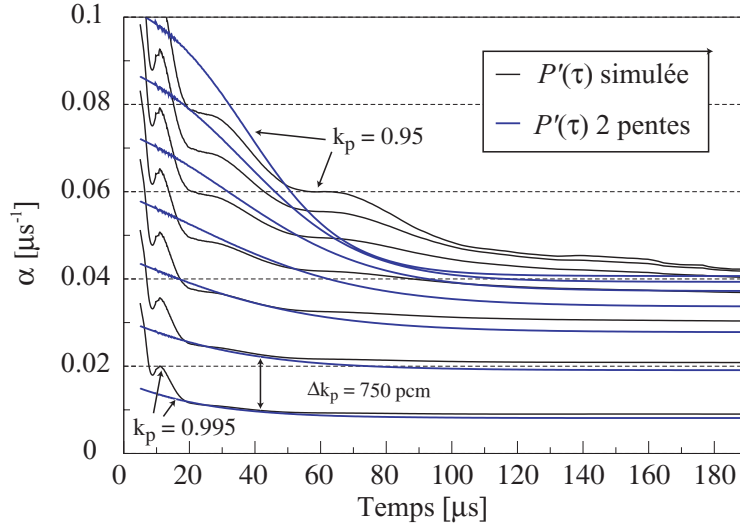


FIG. 3.30 – Fonctions $\alpha(t, k_p)$ calculées à partir de la distribution $P'(\tau)$ simulée et de celle à deux exponentielles dérivée des approximations de la cinétique point pour des valeurs de k_p comprises entre 0.95 et 0.995 par intervalles de 750 pcm.

à deux exponentielles semble proche de celle obtenue à partir de la distribution simulée jusqu'à $k_p \approx 0.98$, pour les valeurs de k_p inférieures, il semble nécessaire de prendre en considération au moins une contribution supplémentaire pour rendre compte du couplage entre le coeur et le réflecteur. Dans tous les cas, il semble plus judicieux de prendre une distribution continue qui ne nécessite pas de choisir de manière partiellement arbitraire les constantes de temps ainsi que les bornes de prédominance des deux (ou trois) exponentielles.

3.8 Méthode des aires

La méthode des aires est une technique qui permet de déterminer le rapport ρ/β_{eff} à partir du calcul de l'aire correspondant à la détection des neutrons issus de la multiplication prompte des neutrons source et de celle due à la détection de neutrons issus de la multiplication des neutrons retardés. En effet, il est possible de montrer que [43] :

$$\frac{\rho}{\beta_{eff}} \approx -\frac{A_p}{A_R} \quad (3.20)$$

où A_p et A_R sont respectivement les aires promptes et retardées du taux de comptage apparaissant sur la figure 3.31.

Il faut cependant noter que la mesure nécessite la détermination de la contribution au taux de comptage A_I des neutrons de la source intrinsèque du réacteur si elle n'est pas négligeable devant la source externe.

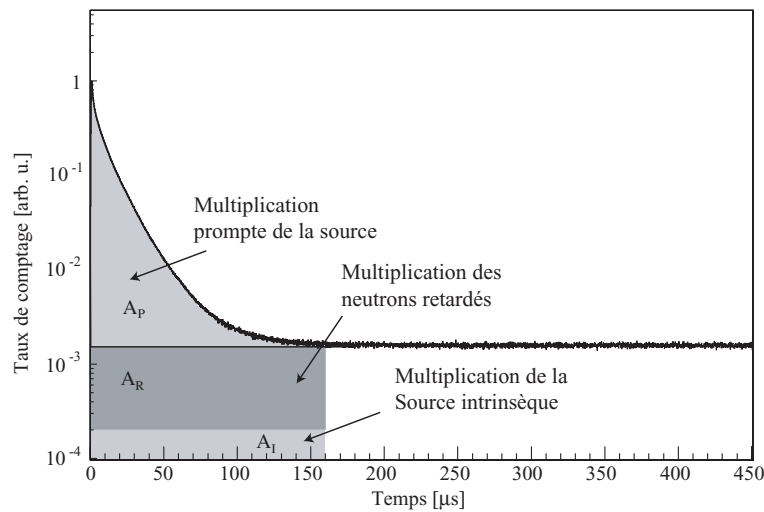


FIG. 3.31 – Contribution des neutrons source, des neutrons retardés et des neutrons de la source intrinsèque au taux de comptage d'un détecteur dans le coeur après une impulsion source.

Les résultats obtenus pour le moniteur L (placé dans le coeur) sont présentés dans le tableau 3.9. Ils peuvent être comparés à ceux obtenus avec la méthode d'ajustement de la décroissance qui permet de déterminer k_p et par conséquent ρ en prenant $\beta_{eff} = 335$ pcm. Les résultats obtenus par SCK [39] à partir d'une analyse plus perfectionnée que celle réalisée dans le cadre de ce travail sont également présentés.

TAB. 3.9 – Réactivité en \$ mesurée par la méthode des aires et comparaison avec les valeurs obtenues avec l'ajustement de la décroissance expérimentale.

	ρ/β méthode des aires	ρ/β méthode des aires (SCK)	ρ/β ajustement
SC0 BP haute	1.97		1.50 ± 0.09
SC0 BP basse	2.43	1.86	2.01 ± 0.20
SC2 BP haute	9.39		8.93 ± 0.14
SC2 BP basse	9.72	9.1	9.6 ± 0.28
SC3 BP haute	14.2		13.5 ± 0.15
SC3 BP basse	15.3	13.6	14.2 ± 0.29

Il apparaît que la sous-criticité mesurée est plus importante avec la méthode des aires, ce qui peut être expliqué par deux raisons distinctes :

- la contribution au taux de comptage due à la source intrinsèque n'a pas été prise en compte ici dans le calcul des aires. Etant donné, que la contribution de la source intrinsèque n'a pas été mesurée pour ces différentes expériences, il a été supposé dans le calcul que A_I était nulle. La valeur de A_R a donc été surestimée et la prise en compte de A_I contribuerait

donc à une augmentation de la valeur de ρ/β mesurée. Dans l'analyse effectuée par SCK, la contribution de la source intrinsèque a été prise en compte, ce qui améliore la qualité des résultats.

- le deuxième point est inhérent aux approximations de la cinétique point utilisées pour obtenir la relation (3.20) qui impliquent que les neutrons issus de la source entraînent des chaînes de fission avec un nombre moyen de neutrons égal à $1/(1 - k_p)$. Or, il a déjà été montré qu'en raison de la spécificité des premières générations, le nombre moyen de neutrons prompts dans une chaîne de fission est caractérisé par la partie prompt du facteur k_s plutôt que k_p . Donc dans la réalité, l'aire mesurée est plus importante que celle obtenue pour une source de fission stabilisée.

Cette dernière remarque est d'autant plus importante que le réacteur est loin de l'état critique. En effet, pour des valeurs de k_p représentatives du fonctionnement d'un ADS, les chaînes de fission étant en moyenne moins longues, les premières générations ont relativement une importance plus grande et par conséquent l'approximation est moins justifiée. L'avantage des méthodes basées sur la réponse dynamique du système, par rapport à une méthode intégrale comme la méthode des aires, est que la réponse d'un détecteur est analysée après quelques Λ ($0.6\mu s$), où il n'y a plus de neutrons des premières générations présents dans le coeur, la réponse du système étant alors gouvernée par le facteur k_{eff} plutôt que k_s .

3.9 Robustesse de la méthode

L'analyse des spectres temporels dans les différentes configurations montre que l'ajustement obtenu à partir de la distribution $P'(\tau)$ reproduit de manière très satisfaisante la décroissance expérimentale. Il est cependant légitime de s'interroger sur la connaissance de $P'(\tau)$. En effet, la simulation de $P'(\tau)$ peut entraîner des biais systématiques dans la détermination de k_p en raison des erreurs éventuelles dans les bases de données nucléaires, du transport des neutrons et des approximations dans la description de la géométrie.

3.9.1 Impact de la description géométrique sur $P'(\tau)$

Pour plus de précision, les réponses en temps des moniteurs dans les différentes configurations ont été analysées en prenant à chaque fois la distribution $P'(\tau)$ obtenue par simulation à partir de la description géométrique de la configuration étudiée.

Afin de comparer, les distributions simulées pour les configurations SC0, SC2 et SC3, le temps de génération qui correspond au premier moment de $P'(\tau)$ est reporté dans le tableau 3.10.

Il apparaît que pour une même configuration, l'insertion de la barre de pilotage diminue le temps de génération, ce qui peut s'expliquer par la présence de polyéthylène dans le combustible lorsque la barre est haute, et d'aluminium quand la barre est basse. Par contre, quand la réactivité est diminuée en retirant des éléments combustible à la périphérie, le temps de génération augmente en raison de la proportion plus importante de neutrons revenant du réflecteur.

Il faut noter que les valeurs de Λ reportées dans le tableau ont été obtenues à partir de $P'(\tau)$ sans tenir compte de la différence d'importance entre les neutrons. En tenant compte de l'im-

TAB. 3.10 – Valeurs du temps de génération pour les différentes configurations modélisées.

	Λ (μ s)
SC0 BP haute	0.622 ± 0.001
SC0 BP basse	0.612 ± 0.001
SC2 BP haute	0.636 ± 0.001
SC2 BP basse	0.625 ± 0.001
SC3 BP basse	0.633 ± 0.001

portance, la pondération de $P'(\tau)$ par $I(\tau)$ tendrait à diminuer les valeurs de Λ pour toutes les configurations.

3.9.2 Sensibilité de k_p à la description géométrique

Afin de définir une limite supérieure de l'erreur systématique de la mesure de k_p due à la description géométrique, la valeur de k_p a été déterminée en utilisant pour chaque configuration étudiée, la distribution simulée dans la configuration SC0 et dans la configuration SC3. Les résultats obtenus dans les différentes configurations à partir de l'analyse avec ces deux distributions sont présentés dans le tableau 3.11.

TAB. 3.11 – Ecart des valeurs de k_p déterminées en effectuant l'analyse à partir de la distribution $P'(\tau)$ simulée dans la configuration SC0 et dans la configuration SC3.

	k_p avec $P'(\tau)$ SC0	k_p avec $P'(\tau)$ SC3	Δk_p
SC0 (moniteur I)	0.9918	0.9916	26 pcm
SC2 (moniteur I)	0.9686	0.9675	104 pcm
SC3 (moniteur I)	0.9557	0.9541	152 pcm

Il apparaît qu'une erreur dans la description du chargement du réacteur entraînant une variation de k_p de plus de 3500 pcm ne conduit finalement une fois la distribution $P'(\tau)$ normalisée qu'à une déviation de 150 pcm sur la mesure de k_p sans que toutefois la qualité de l'ajustement ne soit altérée. La méthode se révèle donc très stable vis à vis d'une erreur éventuelle sur la description du nombre d'assemblages présents dans le réacteur.

3.9.3 Rôle de l'Importance

Tout d'abord, la dépendance de la fonction $I(\tau)$ à la description de la géométrie de l'assemblage a été testée. La figure 3.32 présente les fonctions $I(\tau)$ calculées dans les configurations SC0 et SC3.

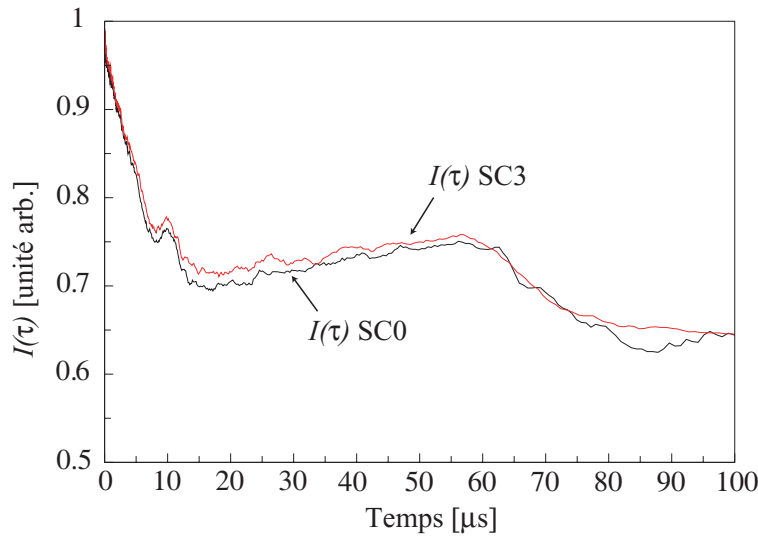


FIG. 3.32 – Importance simulée dans les configurations SC0 et SC3.

La faible différence observée entre les deux étant toujours inférieure à quelques %, il est possible de conclure que $I(\tau)$ ne varie pas avec la géométrie du cœur. Il faut d'ailleurs garder à l'esprit que l'importance est un raffinement apporté au modèle pour décrire de manière précise le couplage entre les phénomènes spatiaux et temporels.

La nécessité de prendre en considération l'importance des fissions, qui rend compte de la corrélation entre le temps passé par un neutron dans le cœur et la position où il induit éventuellement une fission, a été soulignée. Cependant, étant donné le besoin d'effectuer une simulation relativement complexe pour déterminer $I(\tau)$, il est légitime de s'interroger sur l'amélioration apportée au modèle par cette fonction.

L'analyse a donc été effectuée dans les configurations SC0 et SC3 en pondérant ou non la distribution $P'(\tau)$ par l'importance. Les valeurs de k_p trouvées diffèrent entre elles de 860 pcm si l'importance n'est pas prise en compte pour la configuration SC3, et de 150 pcm pour la configuration SC0. La qualité de l'ajustement est également détériorée si l'importance n'est pas prise en compte.

Il faut aussi remarquer que si $P'(\tau)$ n'est pas pondérée par $I(\tau)$, pour une même valeur de k_p , la décroissance est globalement moins rapide car l'importance des fissions induites par les neutrons ayant passé un temps τ long dans le réacteur n'est pas diminuée. La figure 3.33 montre les courbes $\alpha(t, k_p)$ obtenues pour des valeurs de k_p égales à 0.995 et 0.95 à partir des convolutions de la distribution $P'(\tau)$ et également de $P'(\tau) \times I(\tau)$.

De même, il faut remarquer que la paramètre Λ , égal au premier moment de $P'(\tau)$, utilisé dans l'analyse basée sur l'approximation de la cinétique point diminue aussi quand $P'(\tau)$ est pondéré par $I(\tau)$. En tenant compte des importances calculées dans les configurations SC0 et SC3, la modification du temps de génération est reportée dans le tableau 3.12.

Le tableau 3.12 permet également de vérifier que l'analyse basée sur la recherche d'un taux de

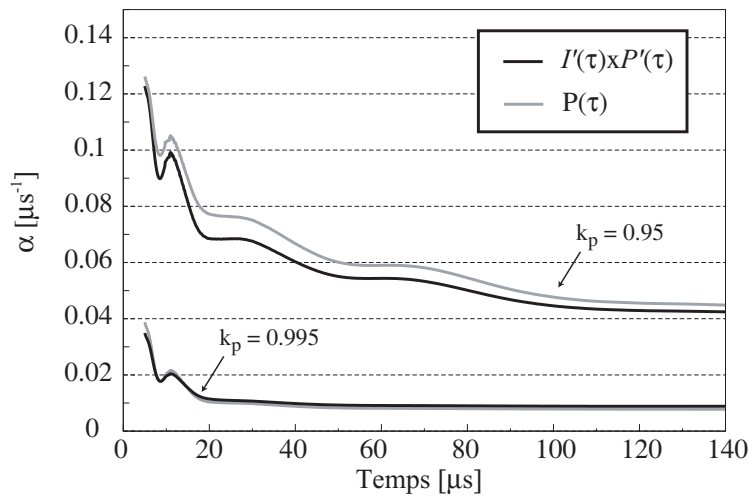


FIG. 3.33 – Fonctions $\alpha(t, k_p)$ obtenues à partir des convolutions de $P'(\tau)$ et de $P'(\tau)$ pondérés par $I(\tau)$ pour $k_p = 0.95$ et $k_p = 0.995$.

TAB. 3.12 – Valeurs de Λ calculées à partir de $P'(\tau)$ et de $P'(\tau)$ pondérés par $I(\tau)$.

	Λ sans $I(\tau)$	Λ avec $I(\tau)$
SC0	0.6125	0.565
SC3	0.633	0.541

décroissance α constant et l'application des approximations de la cinétique point est également sensible à la prise en compte de l'importance dans le calcul de Λ (ou ℓ). En effet, la réactivité ρ est égale à $\beta + \alpha\Lambda$ ce qui implique que la différence de 8 % observée sur Λ se répercute sur ρ de 50 pcm dans la configuration SC0 et de 400 pcm pour SC3 si la cinétique point était applicable.

3.9.4 Sensibilité aux bases de données : exemple de la configuration plomb

Afin d'étudier les propriétés neutroniques d'un ADS utilisant du plomb comme caloporteur, il était prévu au cours du programme MUSE IV de remplacer les réglettes de sodium dans les assemblages par du plomb. Cependant, étant donné le délai nécessaire à la réalisation de cette opération, seuls ceux situés au centre du réacteur ont été modifiés. Le chargement de départ est identique à la configuration SC3, la figure 3.34 montre la position des assemblages qui ont subi une modification.

La simulation des configurations SC3 sans plomb et avec plomb a donc été effectuée pour étudier la sensibilité du coefficient de multiplication du système à la présence de plomb dans certains assemblages. La simulation pour la configuration modifiée a été effectuée en utilisant les bases de données nucléaires JENDL-3.2 et ENDF/B-VI pour les sections efficaces du plomb.

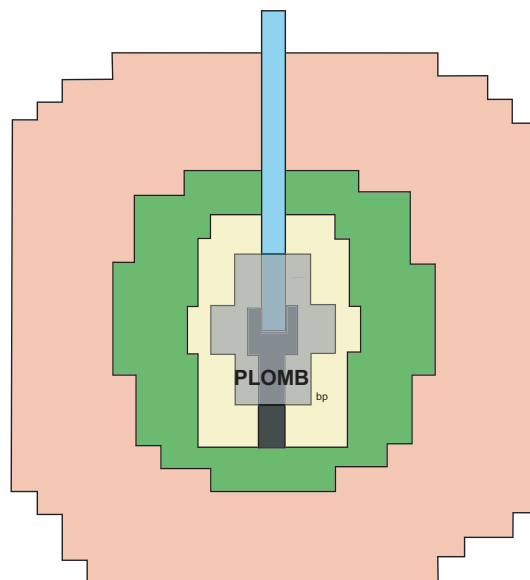


FIG. 3.34 – Contour de la configuration SC3 plomb.

Les valeurs du coefficient de multiplication prompt sont présentées dans le tableau 3.13.

TAB. 3.13 – Valeurs de k_p et de Λ simulées pour la configuration SC3 et pour la configuration SC3 plomb en utilisant les bases de données JENDL-3.2 ou ENDF/B-VI .

	k_p	Δk_p	Λ
SC3 sans plomb	$0.95845 \pm 13 \text{ pcm}$		$0.625 \mu\text{s}$
SC3 plomb ENDF/B-VI	$0.97152 \pm 15 \text{ pcm}$	1307 pcm	$0.607 \mu\text{s}$
SC3 plomb JENDL-3.2	$0.96713 \pm 13 \text{ pcm}$	868 pcm	$0.602 \mu\text{s}$

La simulation montre que l'ajout de plomb dans le système fait diminuer le nombre de captures au profit de la probabilité de fission, ce qui tend à augmenter la valeur de k_p .

Il est également remarquable que le changement de base de données pour un seul élément entraîne une variation de l'ordre de 450 pcm du coefficient de multiplication calculé par simulation. La proportion de neutrons absorbés dans le plomb est identique avec les deux bases de données : l'écart observé provient donc d'un effet de spectre. Cette différence de spectre est sûrement due à la description des résonances de la section efficace de diffusion élastique qui n'est pas identique dans les deux bases de données nucléaires comme le montre la figure 3.35. Cet écart a d'ailleurs été étudié de manière exhaustive à Grenoble en utilisant un spectromètre à temps de ralentissement en plomb et la source GENEPI avant son installation à Cadarache [32].

Pour quantifier la modification de la forme $P'(\tau)$ résultant du remplacement d'une partie du sodium par du plomb, et l'influence de l'utilisation de JENDL-3.2 ou de ENDF/B-VI comme base de données pour le plomb, le premier moment de $P'(\tau)$ a été calculé et est reporté dans le

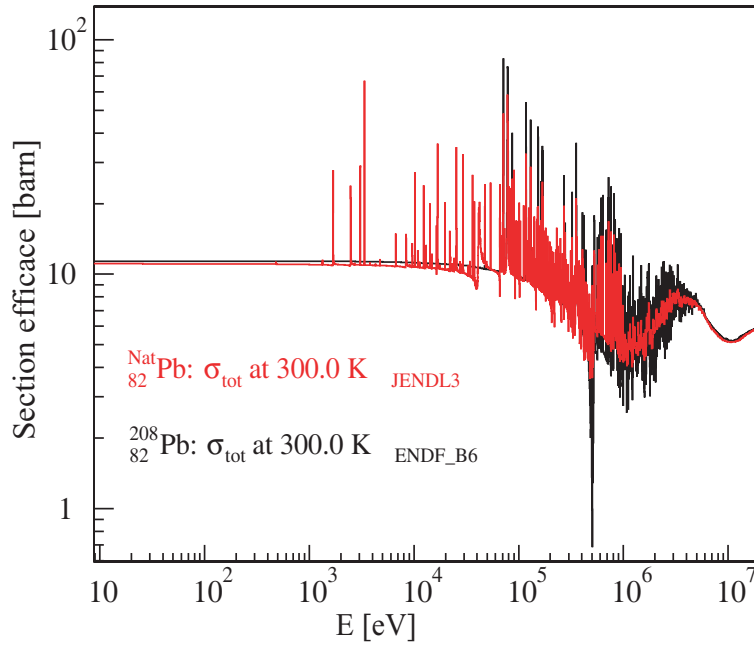


FIG. 3.35 – Section efficace de diffusion élastique du plomb extraite de la base ENDF/B-VI et de JENDL-3.2.

tableau 3.13. L'ajout de plomb tend à faire diminuer le temps de génération mais la différence due à la base de données utilisée n'est pas significative pour le temps de génération.

Etant donné la dépendance du moment zéro (égal à k_p) de la distribution $P(\tau)$ à la base de données utilisée pour le plomb dans la simulation, il est nécessaire de vérifier la sensibilité de la fonction $\alpha(t, k_p)$ qui est comparée à la décroissance expérimentale afin de déterminer le facteur k_p du système. Les convolutions ont donc été effectuées à partir des distributions normalisées $P'(\tau)$ correspondant aux deux bases de données et la décroissance représentée sur la figure 3.36 a été déterminée pour $k_p=0.967$.

Il est évident que quelle que soit la base utilisée la décroissance prévue est la même. Ce résultat était d'ailleurs prévisible puisque le tableau 3.13 montre qu'une fois normalisé le premier moment de $P'(\tau)$ caractéristique de sa forme ne varie pas de manière importante : il est donc normal que suite aux convolutions les résultats soient similaires. La méthode d'analyse proposée est donc insensible à un changement dans les bases de données induisant une variation d'environ 500 pcm.

3.10 Conclusions

La méthode de mesure du coefficient de multiplication prompt basée sur l'excitation du réacteur par une source de neutrons pulsée externe s'est avérée très performante pour un réacteur à spectre rapide. En effet, la décroissance du taux de comptage est très sensible à une modification

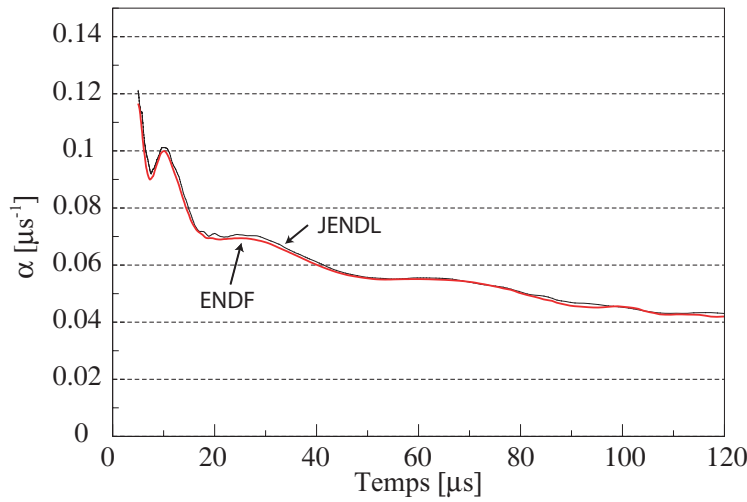


FIG. 3.36 – Décroissance calculée pour $k_p = 0.967$ en utilisant la distribution $P'(\tau)$ obtenue par simulation en utilisant les bases de données JENDL-3.2 ou ENDF/B-VI pour le plomb.

du coeur et de la réactivité. Trois configurations ont été étudiées, la première proche de l'état critique du système n'est pas représentative du fonctionnement d'un ADS. Dans cette configuration, le facteur de multiplication prompt peut être obtenu assez facilement à partir de la valeur de la pente de la décroissance du taux de comptage d'un moniteur dans le coeur en appliquant la relation obtenue à partir de l'approximation de la cinétique point. Par contre, dans les autres configurations, la décroissance est très fortement dépendante du temps et il n'est plus possible de déterminer une pente constante. Cette dépendance temporelle provient du couplage entre le coeur et le réflecteur, des neutrons issus des premières générations pouvant revenir du réflecteur et ayant un effet d'autant plus important sur la dynamique du système que la valeur de k_p est faible.

L'interprétation des expériences de PNS nécessite donc l'utilisation d'un modèle utilisant des hypothèses moins restrictives que celles de la cinétique point. Le modèle utilisé est basé sur la distribution des temps entre la naissance d'un neutron et le suivant en filiation dans la chaîne de fissions qui est obtenue par une simulation MCNP. Ce modèle permet de déterminer la décroissance du taux de comptage d'un détecteur pour n'importe quelle valeur de k_p et finalement, la décroissance calculée qui s'ajuste au mieux sur la décroissance expérimentale permet d'avoir accès à k_p . La méthode a été appliquée avec succès dans les trois configurations ; le modèle reproduit avec un excellent accord la forme des décroissances expérimentales et les valeurs de k_p mesurées sont compatibles avec celles obtenues par les techniques de multiplication de source.

Il a également été souligné que la simulation ne permettait pas de reproduire de manière satisfaisante la réponse des détecteurs thermiques placés hors coeur pour les configurations très sous-critiques ($k_p \approx 0.95$ $k_p \approx 0.97$). Cependant, l'utilisation de chambres à seuil dans ces régions permet tout de même d'effectuer la mesure.

Enfin, la robustesse du modèle proposé a été étudiée en essayant notamment de mettre l'accent sur la sensibilité de la mesure aux paramètres simulés.

Chapitre 4

Interruption de faisceau et autres types de réacteurs.

4.1 Application de la méthode à une interruption de faisceau continu

4.1.1 Fonctionnement de la source d'un ADS

Dans les projets actuels de réacteurs hybrides, il est prévu que l'accélérateur produisant les protons utiles à la spallation fonctionne en mode continu, contrairement à GENEPI qui fonctionne en mode pulsé pour les besoins de l'expérience. Par conséquent, il est important que les méthodes de mesure de réactivité testées durant le programme MUSE IV puissent être appliquées pour mesurer la réactivité d'un démonstrateur d'ADS. Pour cette raison, il est envisagé que des interruptions courtes du faisceau de protons soient effectuées périodiquement pour mesurer l'évolution de la population de neutrons. Afin de vérifier que la méthode proposée est transposable à la mesure de la réactivité d'un ADS, il est nécessaire de comprendre comment le fonctionnement de l'accélérateur influence la décroissance prompte des neutrons.

4.1.2 Différence entre une impulsion et l'arrêt d'une source continue externe

Quand une impulsion de neutrons est envoyée dans un réacteur à spectre rapide vide de neutrons, dans un premier temps le réflecteur se remplit avant qu'un état d'équilibre ne soit atteint dans l'échange de neutrons entre le coeur et le réflecteur. Par contre, dans le cas où la source externe fonctionne de manière continue, cet équilibre existe déjà avant l'interruption du faisceau. Par conséquent, au moment où la source est arrêtée, toutes les générations sont déjà présentes dans le réacteur et dès les premiers instants les neutrons venant du réflecteur peuvent engendrer des nouvelles fissions. La figure 4.1 représente, pour le réacteur MASURCA avec $k_p = 0.97$, la répartition des générations de neutrons dans le cas d'une impulsion source et dans le cas de l'arrêt du faisceau continu pour différents temps (50, 100, 250 μs).

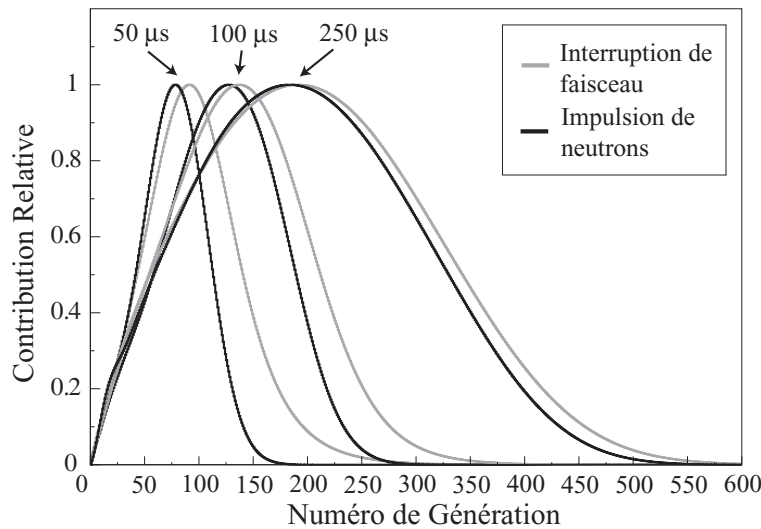


FIG. 4.1 – Répartitions des neutrons après l'arrêt du faisceau et après une impulsion de neutrons pour différents temps et pour $k_p = 0.97$.

Il existe un décalage visible sur la figure 4.1 entre les générations contribuant à la population de neutrons selon le mode de fonctionnement de la source externe et qui est dû au processus de multiplication déjà engagé au moment de l'interruption du faisceau.

Avec la même procédure que dans le cas d'une impulsion de neutrons, à partir de la contribution de chaque génération (figure 4.2), il est possible de calculer l'évolution de la population de neutrons $N(t, k_p)$ pour différents niveaux de sous-criticité. La contribution de chaque génération tenant compte de la spécificité de la source de neutrons est obtenu en convoluant la contribution de chaque génération par la forme $S(t)$ de la source :

- 1^{ère} génération : $k_p P'(\tau) \otimes S(\tau)$
- 2^{ème} génération : $k_p^2 P'(\tau) \otimes P'(\tau) \otimes S(\tau)$
- 3^{ème} génération : $k_p^3 P'(\tau) \otimes P'(\tau) \otimes P'(\tau) \otimes S(\tau)$
-
- $i^{\text{ème}}$ génération : $k_p^i P'(\tau) \otimes P'(\tau) \dots \otimes P'(\tau) \otimes S(\tau)$

La population totale de neutrons $N(t, k_p)$ est obtenue en sommant l'ensemble des contributions. Finalement, pour mesurer la réactivité suite à une interruption de faisceau, il suffit de comparer la dérivée logarithmique $\alpha(t, k_p)$ de $N(t, k_p)$ pour différentes valeurs de k_p , à la dérivée logarithmique du taux de comptage d'un moniteur. La valeur de k_p correspond alors à la courbe $\alpha(t, k_p)$ s'ajustant au mieux aux résultats expérimentaux. La figure 4.3 représente un ensemble de courbes $\alpha(t, k_p)$ pour différents niveaux de sous-criticité correspondant à une impulsion source et à un arrêt de source continue.

La différence observée entre les deux types d'excitation du réacteur est cohérente avec les remarques faites précédemment : en effet dans le cas de la source continue, la décroissance est d'abord moins rapide car les neutrons venant du réflecteur contribuent déjà à alimenter le

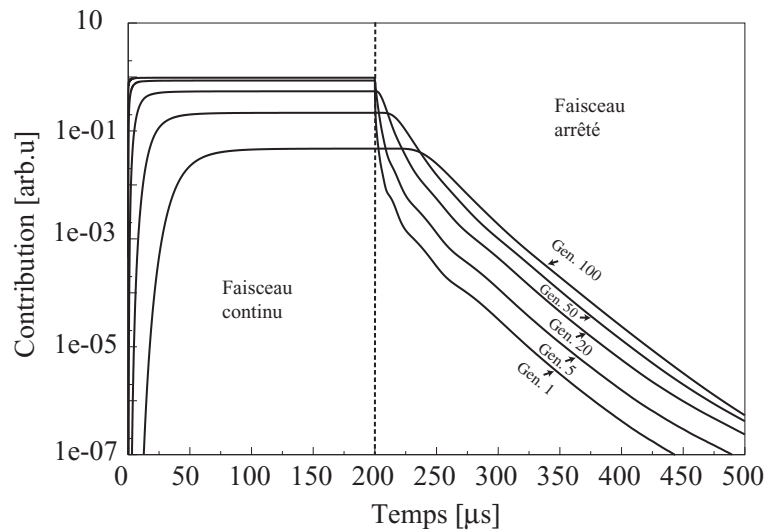


FIG. 4.2 – Contribution des générations 1, 5, 20, 50, 100 pour $k_p = 0.97$ dans le cas d’une source continue s’arrêtant après $200 \mu s$ de fonctionnement.

réacteur. Il faut aussi remarquer que $\alpha(t, k_p)$ ne présente pas de structures dues à la traversée des résonances de capture du combustible par les neutrons revenant du réflecteur dans le cas de l’interruption de source continue. En effet, dans ce cas, toutes les générations étant mélangées dans le réflecteur, la corrélation entre l’énergie du neutron et le temps qu’il a passé dans le réflecteur est perdue.

4.1.3 Considération pratique

Afin de pouvoir appliquer la méthode validée pour une impulsion de neutrons, il est cependant nécessaire de prendre quelques précautions sur la forme des interruptions de source. En effet, la figure 4.2 montre qu’après un certain temps de fonctionnement de la source, la contribution de chaque génération devient constante ce qui correspond à un état d’équilibre de la population prompt de neutrons. Le temps nécessaire à cet équilibre dépendra des paramètres dynamiques du réacteur ainsi que de l’importance relative du réflecteur. Pour les résultats présentés au paragraphe 4.1.2, afin de vérifier que l’équilibre est bien atteint avant l’interruption de faisceau, il suffit de tracer (comme sur la figure 4.4) la répartition des neutrons à différents temps et de s’assurer qu’elle n’évolue plus. Il apparaît sur la figure 4.4 que pour $k_p = 0.97$, après une centaine de μs de fonctionnement de la source, le réflecteur de MASURCA est saturé de neutrons et par conséquent, l’état d’équilibre est atteint.

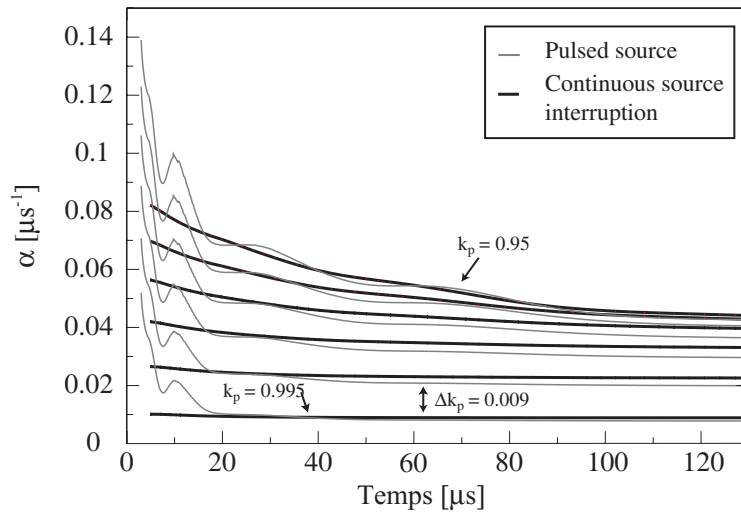


FIG. 4.3 – Décroissance logarithmique calculée de la population de neutrons suite à une impulsion de neutrons et à un arrêt de source continue.

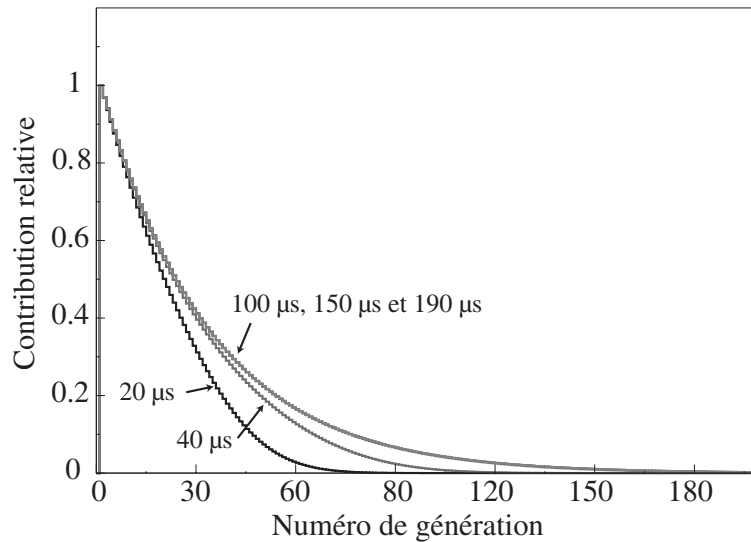


FIG. 4.4 – Contribution relative des générations de neutrons à $t = 20 \mu\text{s}$, $40 \mu\text{s}$, $100 \mu\text{s}$ et $190 \mu\text{s}$ pour $k_p = 0.97$ avec la source externe en mode continu.

4.2 Application de la méthode à d'autres types de réacteur

4.2.1 Démarche adoptée pour la validation de la méthode

La méthode de mesure de réactivité d'un massif sous-critique par une excitation externe de neutrons, validée au cours des expériences MUSE IV, pourrait être appliquée pour d'autres types

de réacteurs et notamment à un démonstrateur d'ADS. Il est cependant utile de vérifier que toutes les hypothèses, justifiées pour le réacteur MASURCA, le sont également pour d'autres coeurs ayant des propriétés neutroniques différentes. Le code de calcul MCNP est particulièrement adapté à ce type de tests, puisque deux types de calcul peuvent être effectués :

- les calculs de type “kcode”, où les neutrons sont suivis génération par génération, permettent de calculer la valeur du coefficient k_p et éventuellement la distribution $P(\tau)$ une fois la source de fission stabilisée.
- les calculs en source fixée permettent d'effectuer le calcul des chaînes de fission totales engendrées par une source quelconque de neutrons : il est par conséquent possible de calculer la réponse d'un détecteur ou le taux de fission dans le combustible en fonction du temps, pour n'importe quel type d'excitation externe.

La solution retenue pour tester la méthode est donc d'effectuer les deux types de calcul pour le réacteur étudié et de voir si à partir des convolutions successives de $P'(\tau)$ pondérées par le facteur de multiplication k_p obtenu avec un “kcode”, il est possible de retrouver la forme de la décroissance du taux de fission (ou de la réponse d'un détecteur) obtenue grâce à la simulation de la source externe de neutrons. C'est d'ailleurs cette approche qui a permis de mettre au point la méthode d'analyse des données de MUSE IV avant que les expériences ne commencent [33].

4.2.2 Simulation d'un coeur représentatif d'un démonstrateur d'ADS

4.2.2.1 Description des coeurs modélisés

Deux coeurs ont été simulés, le but n'étant pas de reproduire exactement la réalité des différents projets en cours, mais de donner une idée qualitative des résultats attendus dans le cas du couplage d'un coeur sous-critique à une source externe.

Le combustible est le même pour les deux coeurs, sa composition atomique est donnée dans le tableau 4.1. Il s'agit d'un combustible de type MOX (mélange d'oxydes) avec une teneur en plutonium de 25 % environ et de l'uranium naturel (0.7 % d' ^{235}U) [44].

L'un des coeurs est représentatif d'un ADS refroidi à l'hélium tandis que le caloporteur du deuxième réacteur simulé est du plomb liquide. La figure 4.5 montre dans le plan XY, la géométrie utilisée pour la modélisation MCNP des deux coeurs.

Le réflecteur est fait de barreaux d'acier et de caloporteur (plomb ou hélium). Etant donné que pour un même nombre d'assemblages, le coeur hélium est plus sous-critique, le rayon des barreaux d'acier du réflecteur ainsi que celui des éléments combustible a été augmenté pour obtenir dans les deux cas une valeur de k_p qui puisse être de l'ordre de grandeur de celle d'un démonstrateur d'ADS. La figure 4.6 montre la disposition des barreaux de combustible dans un assemblage.

Le rayon des barreaux de combustible est de 0.6 cm pour le coeur plomb, et de 0.68 cm pour le coeur hélium. Un cylindre de plomb est placé au milieu du réacteur afin de représenter la cible de spallation.

TAB. 4.1 – Composition atomique du combustible utilisé pour la modélisation des deux coeurs représentatifs d'un démonstrateur d'ADS.

noyau	densité atomique atomes/barn/cm
U^{238}	2.65e-01
Pu^{239}	3.55e-02
Pu^{240}	1.71e-02
Pu^{241}	6.58e-03
Pu^{242}	5.2e-03
U^{235}	1.92e-03
Pu^{238}	1.31e-03
Am^{241}	8.53e-04
O^{16}	6.67e-01

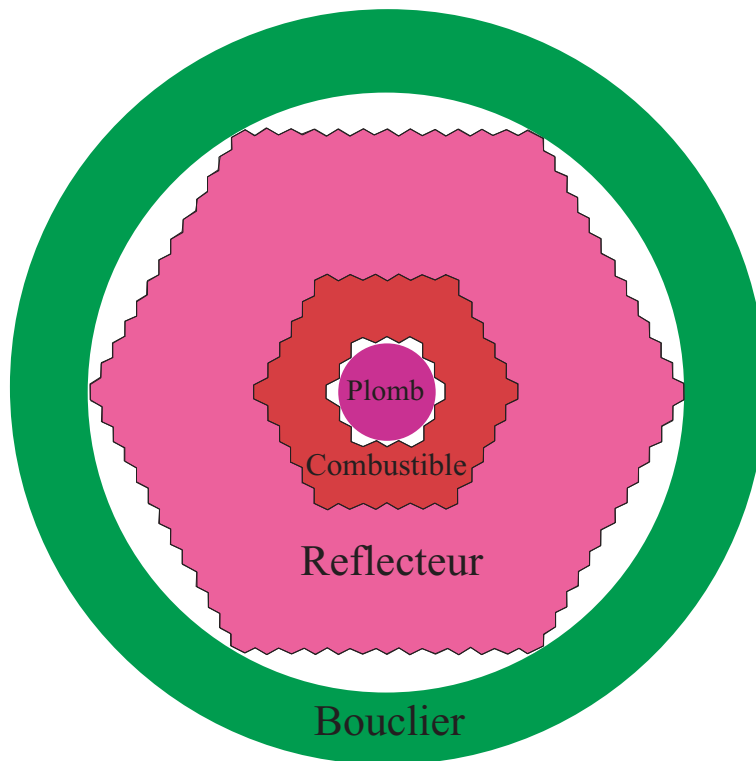


FIG. 4.5 – Coupe transverse des assemblages représentatifs d'un démonstrateur ADS et utilisés pour la modélisation MCNP.

4.2.2.2 Distribution des temps intergénération et décroissance logarithmique

A température ambiante, les valeurs du coefficient de multiplication prompt ainsi que le temps de génération sont récapitulées dans le tableau 4.2.

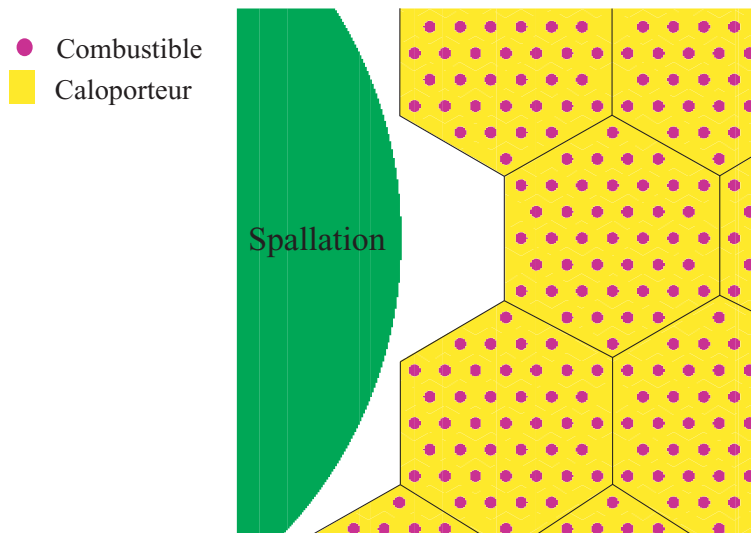


FIG. 4.6 – Interface entre la cible de spallation et la zone combustible.

TAB. 4.2 – Coefficient de multiplication prompt et temps de génération pour les coeurs représentatifs d'un ADS.

Hélium	$k_p=0.954\pm 40$ pcm	$\Lambda =0.79\mu s$
Plomb	$k_p=0.961\pm 40$ pcm	$\Lambda = 1.2\mu s$

Le temps de génération est proche de celui de MASURCA ($0.6 \mu s$) pour le coeur refroidi à l'hélium tandis qu'il vaut presque le double pour la configuration plomb. La figure 4.7 montre la distribution des temps intergénération pour les deux coeurs. L'influence du réflecteur est clairement visible : en effet, dans le coeur caloporté plomb, après plusieurs dizaines de μs , les neutrons continuent d'induire des fissions avec une probabilité plus importante que dans le cas du coeur refroidi à l'hélium.

A partir des distributions $P'(\tau)$ simulées, il est possible de calculer les fonctions $\alpha(t, k_p)$ pour différentes valeurs du facteur de multiplication. Les figures 4.8 et 4.9 montrent les résultats obtenus pour les deux types de coeur.

Dans les deux cas, pour les fortes sous-criticités, la dérivée logarithmique de la population de neutrons dans le réacteur n'est pas constante au cours du temps. Par contre, quand le réacteur se rapproche de l'état critique, il apparaît qu'après quelques dizaines de μs , la valeur de la dérivée tend vers une valeur asymptotique. Le même type de structures, ayant les mêmes origines physiques que celles observées pour les expériences MUSE IV, sont présentes. Il faut également remarquer, que pour les fortes sous-criticités, les courbes $\alpha(t, k_p)$ sont assez proches les unes des autres après des temps correspondant à quelques centaines de fois le temps de génération car la dynamique du réacteur est alors dominée par les neutrons revenant du réflecteur avec une même constante de temps.

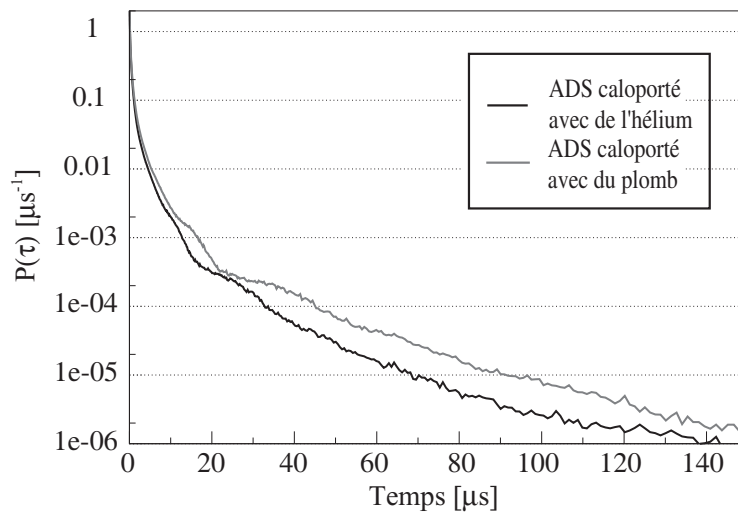


FIG. 4.7 – Distributions $P'(\tau)$ pour un coeur représentatif d'un ADS refroidi au plomb et à l'hélium.

La différence de position en temps des structures de $P'(\tau)$ induit, à criticité égale, une différence dans la forme de la décroissance selon le type de caloporteur. Comme le montre la figure 4.10, la population décroît plus vite pour le réacteur caloporté à l'hélium ce qui est prévisible puisque le temps de génération est plus petit pour ce type de coeur.

4.2.2.3 Simulation de la réponse d'un démonstrateur à une impulsion de neutrons

Les coeurs étudiés ayant des caractéristiques dynamiques proches de celles de MASURCA, les distributions spatiale et énergétique des neutrons n'influencent pas la dynamique après les quelques générations nécessaires à la stabilisation du flux. Par conséquent, la source de spallation a été remplacée dans la simulation par une source de neutrons de 14 MeV injectés au centre du réacteur.

Les figures 4.11 et 4.12 représentent la décroissance obtenue à partir de la simulation directe de l'impulsion de neutrons pour le démonstrateur hélium ($k_p = 0.954$) et plomb ($k_p = 0.961$). Les courbes calculées à partir des convolutions de $P'(\tau)$ pondérées par différentes valeurs de k_p comprises entre 0.93 et 0.97 sont également reportées sur les deux figures.

La forme de la décroissance présente des structures similaires à celles observées durant les expériences MUSE IV. Ces structures sont par ailleurs bien reproduites lors de la construction de la décroissance à partir de $P'(\tau)$. Le combustible des démonstrateurs étudiés étant relativement proche de celui de MASURCA (MOX), il n'est pas étonnant que les résonances dans les sections efficaces de capture et de fission du combustible introduisent des structures similaires.

La méthode proposée et validée durant les expériences MUSE IV est parfaitement adaptée à la mesure du niveau de sous-criticité d'un ADS rapide. Cependant dans le cas d'un démonstrateur, le rôle éventuel de la température du coeur sur la forme de $P'(\tau)$ ainsi que la nécessité de recalculer la distribution suite au burn-up du combustible nécessiterait une étude plus exhaustive

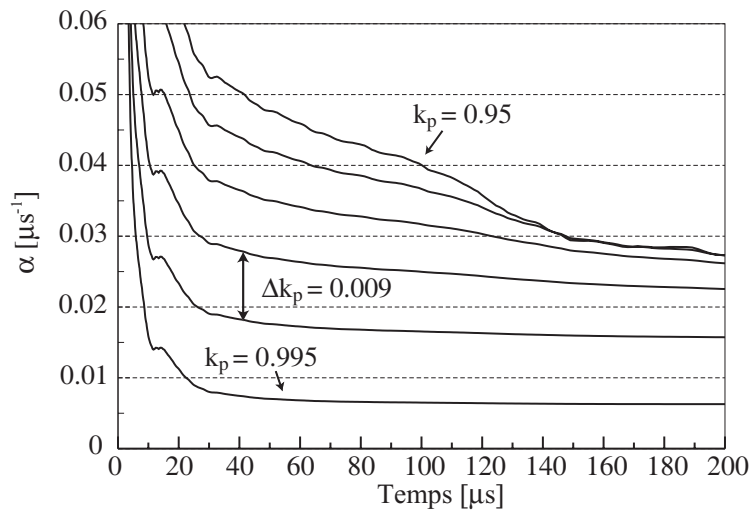


FIG. 4.8 – Dérivée logarithmique de la population de neutrons, calculée à partir de $P'(\tau)$, dans un réacteur représentatif d'un ADS refroidi à l'hélium, pour différentes valeurs du coefficient de multiplication prompt.

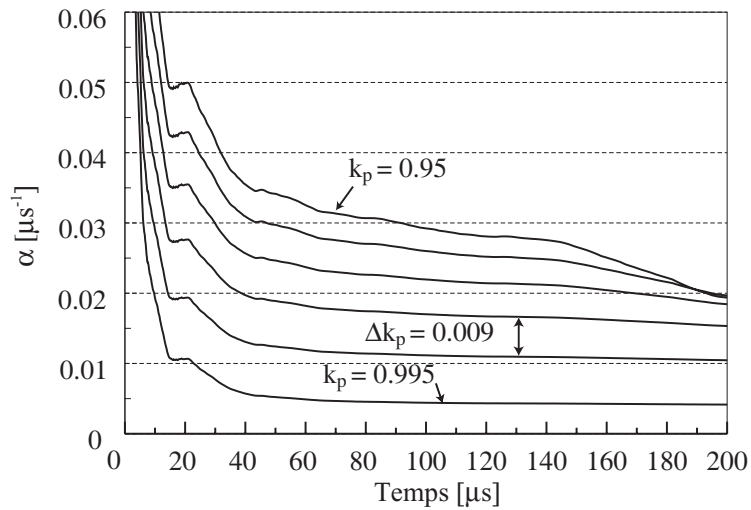


FIG. 4.9 – Dérivée logarithmique de la population de neutrons, calculée à partir de $P'(\tau)$, dans un réacteur représentatif d'un ADS refroidi au plomb pour différentes valeurs du coefficient de multiplication prompt.

qui n'a pas été entreprise dans le cadre de ce travail.

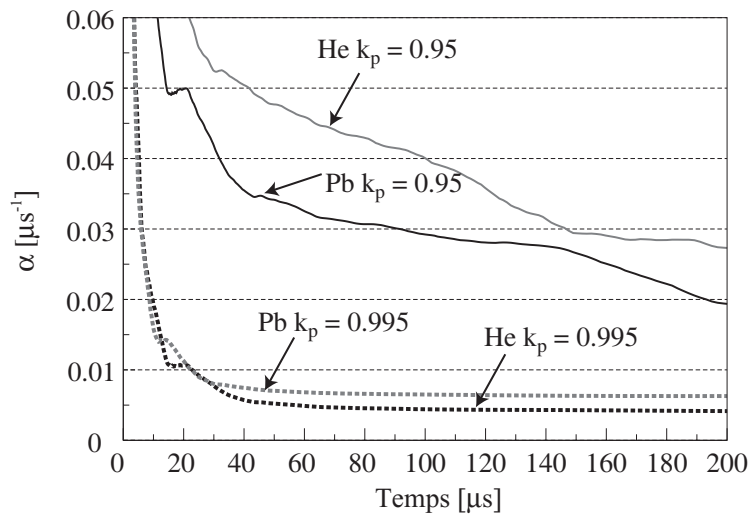


FIG. 4.10 – Dérivées logarithmiques de la population de neutrons d'un coeur représentatif d'un ADS caloporté à l'hélium ou au plomb pour $k_p = 0.995$ et $k_p = 0.95$.

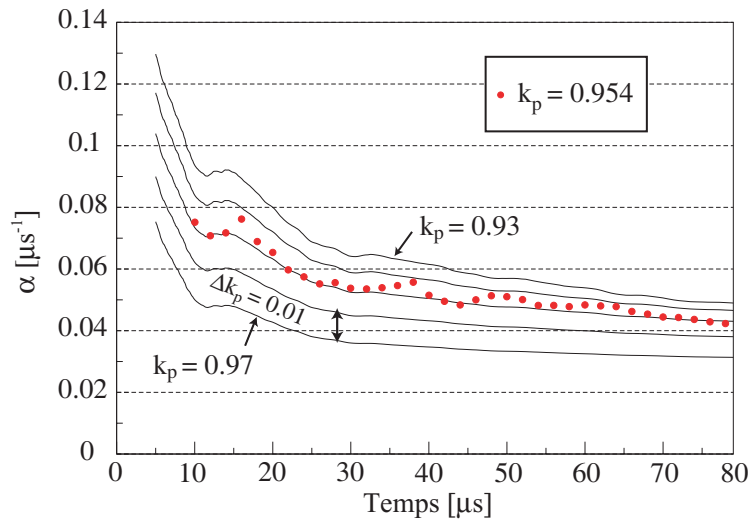


FIG. 4.11 – Décroissance logarithmique de la population de neutrons pour le coeur caloporté avec de l'hélium.

4.2.3 Résultats qualitatifs sur le rôle du réflecteur

Afin de voir quel peut être l'effet du spectre sur la forme de la décroissance prompt de la population de neutrons, une étude préliminaire a été engagée pour deux réacteurs à spectre thermique. Il s'agit d'un coeur représentatif d'un réacteur à eau pressurisée (REP) [45] et d'un réacteur expérimental du type TRIGA [46, 47]. Pour ces deux réacteurs, la condition sur la stabilisation rapide du flux de neutrons suite à la perturbation due à la source externe n'étant pas

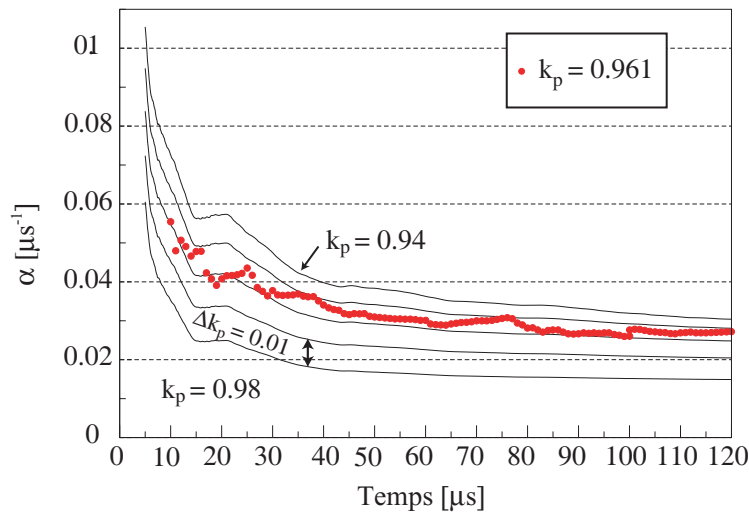


FIG. 4.12 – Décroissance logarithmique de la population de neutrons pour le coeur caloporté avec du plomb.

satisfaite, des modifications devraient être apportées au modèle basé sur la distribution des temps entre deux générations avant d'être appliqué. Cependant, cette étude a permis de mettre en évidence le rôle du réflecteur et de la sous-criticité dans la décroissance prompte des neutrons.

L'idée est de tirer quelques conclusions qualitatives sur la réponse des différents assemblages à une impulsion de neutrons. La figure 4.13 présente la contribution des différentes générations à la population de neutrons à un temps égal à cent fois le temps de génération pour les cinq coeurs étudiés (MASURCA, ADS Hélium, ADS plomb, REP, TRIGA) en les considérant proches de l'état critique ($k_p = 0.995$). La valeur du temps de génération est indiquée dans le tableau 4.3 pour les différents coeurs.

TAB. 4.3 – Temps de génération pour les différents coeurs simulés.

Type de coeur	Λ
MASURCA configuration MUSE IV	$0.6 \mu s$
ADS caloporté plomb	$1.2 \mu s$
ADS caloporté hélium	$0.79 \mu s$
REP	$21 \mu s$
réacteur du type TRIGA	$47 \mu s$

En se ramenant à des échelles de temps comparables par l'intermédiaire du temps de génération, la figure 4.13 permet de conclure que pour un réacteur à spectre de neutrons thermique, relativement moins de générations sont mélangées à un instant donné que dans le cas d'un réacteur rapide. En faisant la même analyse, mais pour un état sous-critique ($k_p = 0.95$) représentatif

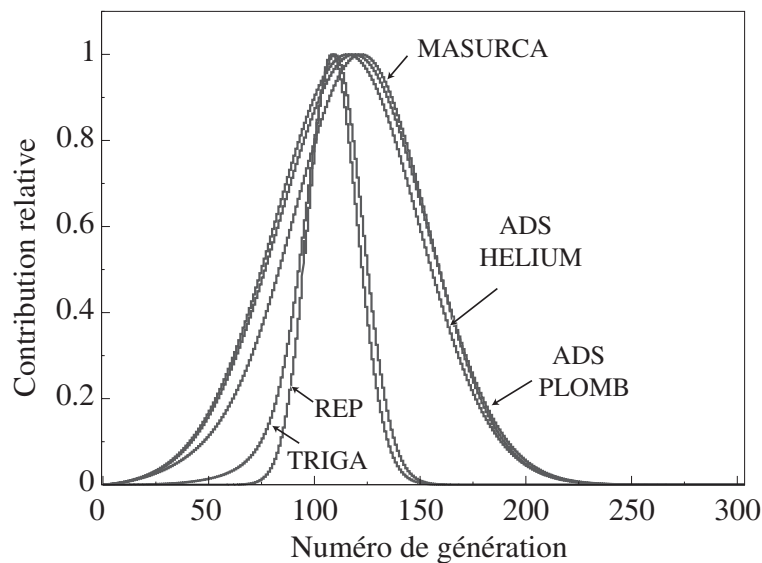


FIG. 4.13 – Contribution relative des différentes générations à la population à un temps égal à 100 fois le temps de génération et pour $k_p = 0.995$ pour le réacteur MASURCA dans la configuration des expériences MUSE IV, pour les coeurs représentatifs d'un démonstrateur d'ADS caloporté plomb et gaz, pour un REP et pour le réacteur TRIGA dans la configuration de l'expérience TRADE [47].

de la valeur de fonctionnement d'un ADS, le rôle joué par le réflecteur dans le "stockage" des neutrons, et par conséquent la différence dans la répartition des générations contribuant au taux de fission dans le coeur, apparaît clairement (figure 4.14) par rapport au cas quasi-critique.

Pour les trois réacteurs à spectre rapide, la faible valeur de k_p implique que les neutrons des premières générations contribuent relativement plus aux grands temps qu'au voisinage de la criticité. Il faut donc retenir que, dans ce cas, les phénomènes ayant lieu à des temps grands devant le temps de génération sont dus à des neutrons "stockés" dans le réflecteur.

Par contre pour les réacteurs à spectre thermique, la répartition des générations contribuant au taux de fission dans le coeur évolue beaucoup moins sensiblement avec k_p , surtout dans le cas d'un REP où la taille du réflecteur est relativement petite devant la taille du coeur. Dans le cas du réacteur TRIGA, l'effet est plus notable que pour un REP ce qui peut s'expliquer par la taille relativement réduite du réacteur. Pour le réacteur TRIGA et pour un REP, le temps passé par les neutrons dans la zone combustible entre deux fissions gouverne autant la dynamique de l'assemblage que le temps éventuellement passé dans le réflecteur avant d'induire une fission. Par conséquent, pour un réacteur à spectre thermique, le modèle développé pour l'interprétation des expériences de PNS et la mesure de k_p dans les réacteurs rapides présente beaucoup moins d'intérêt puisque son avantage est de mieux reproduire le comportement dynamique des neutrons qui reviennent du réflecteur.

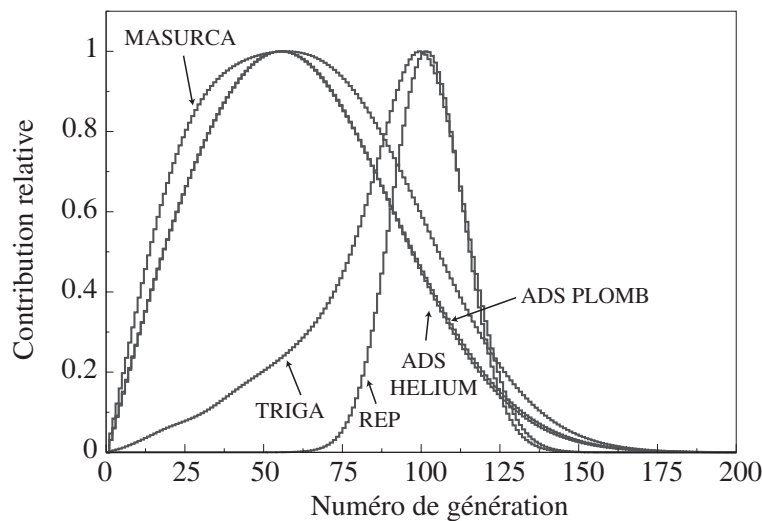


FIG. 4.14 – Contribution relative des différentes générations à la population à un temps égal à 100 fois le temps de génération et pour $k_p = 0.95$ pour le réacteur MASURCA dans la configuration des expériences MUSE IV, pour les coeurs représentatifs d'un démonstrateur d'ADS caloporté plomb et gaz, pour un REP et pour le réacteur TRIGA dans la configuration de l'expérience TRADE.

4.3 Conclusions

La possibilité d'adapter la méthode de détermination de la réactivité testée pendant les expériences MUSE IV (chapitre 3), au cas d'un démonstrateur d'ADS a été démontrée en deux étapes. Tout d'abord, la différence entre la réponse prompte de MASURCA suite à une impulsion de neutrons ou à l'arrêt d'une source a été étudiée. Il a été montré que, dans les deux cas la réponse est fortement paramétrée par la valeur de k_p et que par conséquent sa mesure est possible indépendamment du caractère pulsé ou continu de la source externe. Par la suite, une approche de démonstrateur d'ADS a été effectuée par une simulation avec le code MCNP. La réponse du réacteur à une impulsion de neutrons a été calculée et il est apparu que les expériences dynamiques effectuées pendant le programme MUSE IV sont très représentatives des résultats obtenus par simulation pour les ADS.

Le calcul de la réponse du réacteur (ou d'un détecteur) à une impulsion de neutrons nécessite un temps de calcul généralement très important afin de s'affranchir des fluctuations statistiques. Dans le but de réduire de manière significative ce temps, il est avantageux d'utiliser les convolutions successives de la distribution $P'(\tau)$ pondérées par k_p pour calculer la réponse du système pour n'importe quel niveau de sous-criticité plutôt que d'en effectuer la simulation. Il faut cependant s'assurer de la rapidité de la convergence des facteurs k_i vers k_p . Si cette condition est vérifiée, cette approche se révèle très puissante pour l'étude de la dynamique prompt de n'importe quel réacteur.

Chapitre 5

Mesure de la fraction de neutrons retardés par modulation de la source externe

L'étude de la réponse prompt du réacteur a permis la mise au point d'une technique de détermination du facteur de multiplication prompt du système. Une méthode adaptée aux caractéristiques du générateur est ici proposée en complément afin d'avoir accès au facteur de multiplication total (k_{eff}) ainsi qu'à la fraction effective de neutrons retardés (β_{eff}). Cette méthode qui est basée sur le changement de la fréquence de GENEPI, est présentée dans ce chapitre. Les mesures ont été effectuées dans les configurations SC0 et SC2. Les résultats relatifs obtenus, combinés à la mesure du coefficient de multiplication prompt du système, permettent de déduire la fraction effective absolue de neutrons retardés. Les résultats sont comparés à ceux obtenus à partir d'une simulation MCNP dont le principe est également exposé dans ce chapitre.

5.1 Principe de la méthode

5.1.1 Rappel sur les neutrons retardés

La majorité des neutrons émis suite à une fission apparaissent de manière quasi-instantanée. Ces neutrons, appelés neutrons prompts, sont directement émis par les fragments de fission en raison de l'énergie d'excitation de ces noyaux qui est généralement supérieure à l'énergie de liaison du neutron. Une fois le noyau désexcité, suite à l'émission d'un neutron ou de rayonnement γ , l'émission directe d'un nouveau neutron est impossible. Cependant, certains produits de fission peuvent par décroissance β , due à leur richesse en neutrons, se retrouver dans un état où l'énergie d'excitation du noyau est suffisante pour qu'à nouveau l'émission d'un neutron soit possible. L'émission de ce neutron est alors instantanée, mais elle est considérée comme retardée par rapport à la fission en raison du temps nécessaire pour que le produit de fission (appelé précurseur de neutron retardé dans ce cas là) se désintègre. A ce niveau, il est déjà important de remarquer que l'énergie d'excitation d'un fragment de fission est généralement plus importante que celle du noyau résultant de la désintégration du précurseur, l'énergie moyenne d'un neutron prompt est par conséquent supérieure à celle d'un neutron retardé.

5.1.2 Procédure expérimentale

La méthode est basée sur un changement rapide de l'intensité de la source externe obtenu par un changement de la fréquence de GENEPI. Le taux de comptage d'un détecteur avant et après le changement de fréquence permet de déterminer le rapport ρ/β_{eff} à partir des approximations de la cinétique point. En mesurant le coefficient de multiplication prompt à partir de la méthode décrite dans le chapitre 3, il est alors possible de déterminer la fraction effective de neutrons retardés β_{eff} . L'expérience proposée est similaire aux expériences dites de Source Jerk (SJ) [48] où une source de neutrons continue est placée au centre du réacteur avant d'en être retirée rapidement à l'aide d'un dispositif mécanique. L'analyse de ces expériences est basée sur l'étude des contributions au taux de comptage des chaînes de fissions issues directement de la multiplication prompt des neutrons source, et de celles issues des neutrons retardés. Le principe de l'expérience est représenté sur la figure 5.1 à l'échelle de temps des neutrons prompts pour $k_{eff} = 0.995$. La période entre les impulsions source est changée instantanément de 0.25 ms à 3 ms (soit une variation de fréquence de 4 kHz à 300 Hz) après 40 secondes d'excitation à haute fréquence (pour la figure).

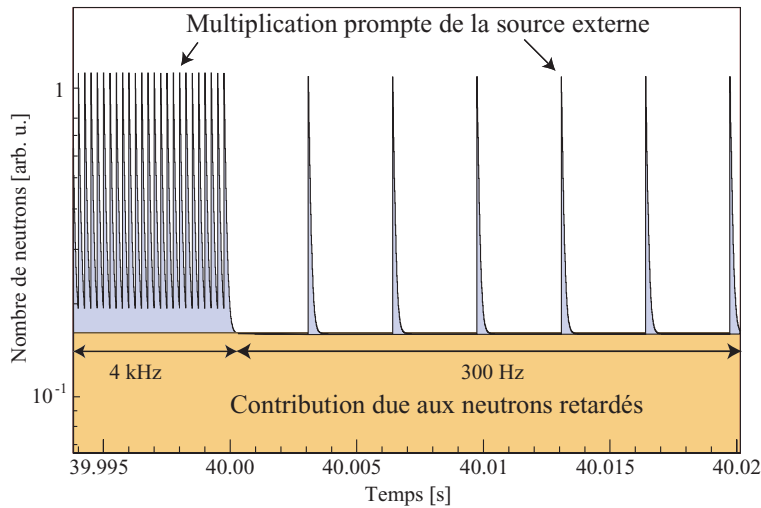


FIG. 5.1 – Réponse du réacteur au changement de fréquence de la source..

La différence entre la contribution directe des neutrons source et celle des neutrons retardés apparaît à l'échelle de temps de la figure 5.1. Pour la fenêtre temporelle du schéma, très inférieure au constante de décroissance des précurseurs, la contribution des neutrons retardés est constante même après le changement de fréquence. Il faut également remarquer que les contributions promptes des neutrons de différentes impulsions se superposent pour une fréquence de 4 kHz et pour k_p proche de l'unité.

5.2 Principe de l'analyse

5.2.1 Equations de la cinétique point à un groupe de neutrons retardés

Dans le cadre des approximations de la cinétique point à un seul groupe de neutrons retardés, il est possible de décrire l'évolution de la densité de neutrons et de précurseurs à partir des équations différentielles (5.1) et (5.2).

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} n + \lambda C + q \quad (5.1)$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta_{eff}}{\Lambda} n - \lambda C \quad (5.2)$$

où $n(t)$ et $C(t)$ sont respectivement les densités de neutrons et de précurseurs, β_{eff} la fraction effective de neutrons retardés, ρ la réactivité du système et Λ le temps de génération des neutrons prompts. Le terme q représente la source externe au réacteur.

Si une impulsion source assimilée à un pic de Dirac ($q = n_0 \delta(t)$) est envoyée dans le réacteur, alors la concentration $n(t)$ de neutrons s'écrit [50] :

$$n(t) = n_0 \exp\left(-\left(\frac{\beta_{eff} - \rho}{\Lambda}\right)t\right) + n_0 \frac{\lambda \beta_{eff} \Lambda}{(\beta_{eff} - \rho)^2} \exp\left(-\frac{\lambda \rho}{\rho - \beta_{eff}}t\right) \quad (5.3)$$

Comme cela est prévisible, la population de neutrons décroît selon une exponentielle rapide correspondant à la décroissance prompte étudiée dans le chapitre 3, et une exponentielle plus lente due à la contribution des neutrons retardés. Dans la configuration SC0 ($\rho \approx -500 pcm$), l'inverse des constantes de décroissance est de l'ordre de 12 s pour la partie "lente" et de 70 μs pour la partie "rapide".

Dans l'expérience proposée, les impulsions de neutrons sont envoyées périodiquement. Par conséquent, pour déterminer la concentration de neutrons $n_i(t)$ après la $i^{\text{ème}}$ impulsion, il est nécessaire de tenir compte des $i - 1$ impulsions précédentes. Si la fréquence de l'accélérateur est égale à $1/T$ alors $n_i(t)$ a pour expression, pour des temps supérieurs à iT :

$$n_i(t) = \sum_{j=1}^{i-1} n_j(t) + n(t - iT) \quad (5.4)$$

Maintenant, en supposant qu'un nombre infini d'impulsions ait été envoyé dans le coeur avant le pic $\delta(t)$, la concentration en neutrons peut être divisée en deux contributions : une prompte n_p^∞ et une retardée n_r^∞ qui ont pour expression [49] :

$$n_p^\infty(t) = n_0 \sum_{j=0}^{\infty} \exp\left(-\left(\frac{\beta_{eff} - \rho}{\Lambda}\right)(t + jT)\right) \quad (5.5)$$

$$n_r^\infty(t) = n_0 \frac{\lambda \beta_{eff} \Lambda}{(\beta_{eff} - \rho)^2} \sum_{j=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{\lambda \rho}{\rho - \beta_{eff}}(t + jT)\right). \quad (5.6)$$

Les deux équations précédentes peuvent être simplifiées et s'écrivent finalement :

$$n_p^\infty(t) = n_0 \exp\left(-\left(\frac{\beta_{eff} - \rho}{\Lambda}\right)t\right) \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\beta_{eff} - \rho}{\Lambda}T\right)} \quad (5.7)$$

$$n_r^\infty(t) = n_0 \frac{\lambda \beta_{eff} \Lambda}{(\beta_{eff} - \rho)^2} \exp\left(-\frac{\lambda \rho}{\rho - \beta_{eff}}t\right) \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\lambda \rho}{\beta_{eff} - \rho}T\right)} \quad (5.8)$$

Etant donné la taille des canaux d'échantillonnage utilisés (de l'ordre de la dizaine de ms), lors des mesures de flux, les réponses du système à plusieurs impulsions sont sommées à l'intérieur d'un même canal et la structure fine de la décroissance prompte visible sur la figure 5.1 n'apparaît plus.

Par conséquent, la concentration en neutrons engendrée par la multiplication prompte d'une seule impulsion est égale à la contribution moyenne durant le temps T :

$$\tilde{n}_p^\infty = \frac{1}{T} \left(\frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\lambda \rho}{\rho - \beta_{eff}}T\right)} \right) \int_0^T \exp\left(-\left(\frac{\beta_{eff} - \rho}{\Lambda}\right)t\right) dt = \frac{\Lambda n_0}{(\beta_{eff} - \rho)T}. \quad (5.9)$$

Le même raisonnement peut être tenu pour la contribution retardée qui ne varie quasiment pas pendant une impulsion :

$$\tilde{n}_r^\infty = n_0 \frac{\beta_{eff} \Lambda}{T(-\rho + \beta_{eff})(-\rho)}. \quad (5.10)$$

Finalement, en sommant les deux contributions, il apparaît que pendant un intervalle de temps égal à T , après un nombre d'impulsions infini, la concentration moyenne en neutrons est égale à :

$$\tilde{n}^\infty = \tilde{n}_r^\infty + \tilde{n}_p^\infty = n_0 \frac{\Lambda}{(-\rho)T}. \quad (5.11)$$

Une fois l'équilibre atteint, si la fréquence est changée (diminuée par exemple), dans les premiers instants, la contribution prompte correspondant à la fréquence haute va disparaître tandis que celle correspondant à la fréquence basse va s'établir avec la même constante de temps (dizaine de μs). Par contre, la contribution retardée pour des temps inférieurs à la durée de vie des précurseurs les plus rapides (200 ms), correspond toujours à celle de la fréquence haute. Après un temps de l'ordre de plusieurs dizaines de secondes, la contribution retardée atteint finalement un état d'équilibre correspondant à la nouvelle fréquence. Si la fréquence basse est égale à $1/T_{inf}$, les nouveaux états d'équilibre des contributions prompte et retardée s'écrivent désormais :

$$\tilde{n}'_r^\infty = n_0 \frac{\beta_{eff} \Lambda}{T_{inf}(-\rho + \beta_{eff})(-\rho)} \quad (5.12)$$

$$\tilde{n}'_p^\infty = \frac{\Lambda n_0}{(\beta_{eff} - \rho) \cdot T_{inf}}. \quad (5.13)$$

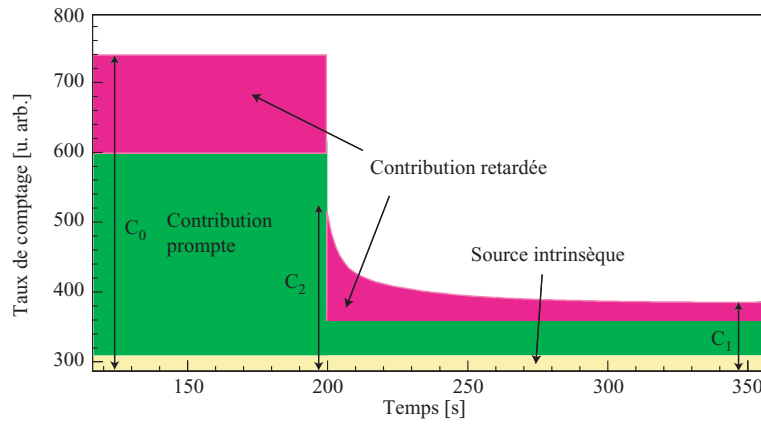


FIG. 5.2 – Contribution des neutrons retardés et prompts suite à une diminution instantanée de la fréquence de la source externe.

Les grandeurs correspondant aux états d'équilibre pour des neutrons prompts et retardés pour les deux fréquences sont schématisées sur la figure 5.2 à l'échelle des temps de la mesure.

En supposant que le flux, ou la concentration en neutrons, soit proportionnel au taux de comptage d'un moniteur placé dans le coeur, la mesure des états d'équilibre pour les fréquences haute et basse ainsi que le taux de comptage juste après le changement de fréquence permet de déterminer le rapport ρ/β_{eff} en remarquant que :

$$\frac{-\rho}{\beta_{eff}} = \frac{\tilde{n}_p^\infty - \tilde{n}_p'^\infty}{\tilde{n}_r^\infty - \tilde{n}_p'^\infty} = \frac{C_0 - C_2}{C_2 - C_1}. \quad (5.14)$$

En regardant la relation (5.14), il est légitime de se demander pourquoi le générateur de neutrons n'est pas tout simplement arrêté après avoir fonctionné à haute fréquence. Les raisons, liées à des contraintes expérimentales, pour lesquelles cette solution n'a pas été retenue seront détaillées dans la section 5.3. Cependant, il apparaît que le fonctionnement de la source à basse fréquence, une fois l'équilibre atteint, rajoute simplement une contribution au taux de comptage dû à la source intrinsèque.

L'expression est équivalente à la relation obtenue avec l'approximation du "prompt jump" [48] pour la mesure de la réactivité par "Source Jerk" où une source externe continue est utilisée. Cet accord n'est pas surprenant puisque à l'échelle de temps où les mesures sont effectuées, l'intégralité de la contribution au taux de comptage des neutrons source est comptabilisée dans un seul canal, par conséquent le caractère pulsé de la source n'apparaît pas.

5.2.2 La cinétique ponctuelle inverse

Afin de faire le lien avec les expériences de SJ effectuées par le CEA [41], l'analyse a également été effectuée à partir des formes intégrales des équations de la cinétique point. En effet, l'analyse des expériences de SJ à partir de l'approximation du "Prompt Jump" mentionnée précé-

demment est délicate en raison de la nécessité de prendre en compte le temps nécessaire au retrait de la source. Il est donc plus précis d'utiliser l'intégrale des contributions prompte et retardée. En intégrant, les équations de la cinétique point à i groupes de neutrons retardés (relations (5.15) et (5.16) où β_{eff}^i est la fraction effective de neutrons retardés du groupe i et λ_i sa constante de temps) qui sont similaires aux équations (5.1) et (5.2), il est possible d'obtenir une expression de ρ/β_{eff} :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} n + \sum_i \lambda_i C_i + q \quad (5.15)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_{eff}^i}{\Lambda} n - \lambda_i C_i \quad (5.16)$$

En effet, en supposant que le réacteur se trouve dans un état d'équilibre caractérisé par une concentration n_0 en neutrons au temps $t = 0$ auquel la source est arrêtée, en intégrant sur le temps les expressions (5.1) et (5.2), il apparaît que :

$$n_0 = -\frac{\rho}{\Lambda} \int_0^\infty n(t') dt' - \frac{n_0}{\Lambda} \sum_i \frac{\beta_{eff}^i}{\lambda_i}, \quad (5.17)$$

soit :

$$\rho = \frac{-n_0 \Lambda (1 + \frac{1}{\Lambda} \sum_i \frac{\beta_{eff}^i}{\lambda_i})}{\int_0^\infty n(t') dt'}. \quad (5.18)$$

En supposant, que le taux de comptage $C(t)$ d'un détecteur est proportionnel au flux, alors ρ/β_{eff} peut être déterminé à partir de la relation (5.19) :

$$\frac{\rho}{\beta_{eff}} = -\eta \frac{C(0)}{\int_0^T C(t) dt} \text{ où } \eta = \frac{\Lambda}{\beta_{eff}} + \sum_i \frac{\alpha_i}{\lambda_i} \quad (5.19)$$

où $C(0)$ est égal au taux de comptage au temps 0 auquel le changement de fréquence a lieu. Le paramètre η , qui est obtenu par simulation, caractérise la constante de décroissance moyenne des neutrons retardés. Le coefficient α_i dans l'expression de η est égal à la fraction relative de neutrons retardés du groupe i .

En pratique, l'intégration se fait à partir du temps $t=0$ (lorsque la source est modifiée) jusqu'à un temps correspondant à l'état d'équilibre des précurseurs pour la fréquence basse de la source. Finalement, le rapport ρ/β_{eff} est proportionnel (au facteur η près) au rapport de la différence entre les taux de comptage des deux états d'équilibre (haute et basse fréquences) au nombre de coups dus à la multiplication des neutrons retardés.

5.2.3 Détermination absolue de la fraction effective de neutrons retardés

Les méthodes présentées dans les deux dernières sections permettent d'obtenir expérimentalement la valeur de $(\rho/\beta_{eff})_{exp}$. Il est également possible en étudiant la décroissance prompte après les impulsions de neutrons (chapitre 3) de mesurer le facteur de multiplication prompt k_p

du système. A partir de la définition de la réactivité ρ (équation 3.19) et avec $k_p = (1 - \beta_{eff})k_{eff}$, β_{eff} peut donc s'exprimer et se calculer à partir des paramètres obtenus expérimentalement :

$$\beta_{eff} = \frac{1 - k_p}{1 - k_p \cdot \left(\frac{\rho}{\beta_{eff}} \right)_{exp}}. \quad (5.20)$$

Il faut noter que grâce aux caractéristiques du système d'acquisition utilisé pour l'expérience de modulation de source qui permet de marquer temporellement les impulsions de neutrons, le changement de fréquence ainsi que les événements dans les chambres à fission, la décroissance prompte après une impulsion peut être reconstruite. Les deux paramètres ρ/β_{eff} et k_p peuvent donc être obtenus durant la même expérience.

5.3 Forme temporelle de la modulation de source

Une attention toute particulière a été apportée à la forme temporelle de la variation de la source afin de satisfaire à la fois les critères de sûreté de MASURCA et de se placer dans des conditions optimales de mesure. En effet, la vitesse de montée en puissance du réacteur est contrôlée par certains moniteurs dédiés. Le doublement du taux de comptage de ces moniteurs en un temps inférieur à un temps appelé temps de doublement (de l'ordre de 9 s) entraîne la chute des barres de contrôle. Par conséquent, le doublement de la fréquence de GENEPI est limité par ce paramètre, il est donc pénalisant en temps de passer d'une fréquence nulle à une fréquence plus élevée.

Cependant la mesure nécessite d'obtenir un contraste maximal entre la contribution des précurseurs juste après le changement de fréquence et la contribution de la multiplication prompte de la source pour la fréquence basse. En prenant en considération ces deux paramètres, il a été choisi de faire varier la fréquence de GENEPI entre 4 kHz et 300 Hz. Le passage de la fréquence haute à la fréquence basse est instantané puisqu'il n'y a aucune contrainte de sûreté sur la diminution de puissance, par contre le temps nécessaire pour repasser à 4 kHz correspond environ à 4 doublements soit 36 secondes.

Pour obtenir la meilleure statistique possible sur le taux de comptage, le changement de fréquence est répété de manière cyclique comme le montre la figure 5.3.

La fréquence est gardée constante à 4 kHz pendant environ 200 s afin d'atteindre un état d'équilibre correspondant à la saturation des précurseurs avec la période la plus longue (56 secondes). Il faut également s'assurer que la durée de fonctionnement de la source à basse fréquence (160 s environ) permet d'atteindre un nouvel état d'équilibre suite à la décroissance de tous les précurseurs. De plus, même lorsque la fréquence est basse, le temps entre deux impulsions est très inférieur à la période des précurseurs qui ont la durée de vie la plus courte (0.2 s), par conséquent, la concentration en précurseurs ne varie pas sensiblement entre deux impulsions.

En pratique, le pilotage de la fréquence est effectué par l'intermédiaire d'un générateur de tension programmable. En effet, le fonctionnement du générateur à une fréquence donnée correspond à une tension précise réglable par l'opérateur. Cette tension est réglée à 4 V environ, ce qui correspond à une cadence de 4 kHz. La tension (négative) délivrée par le générateur de

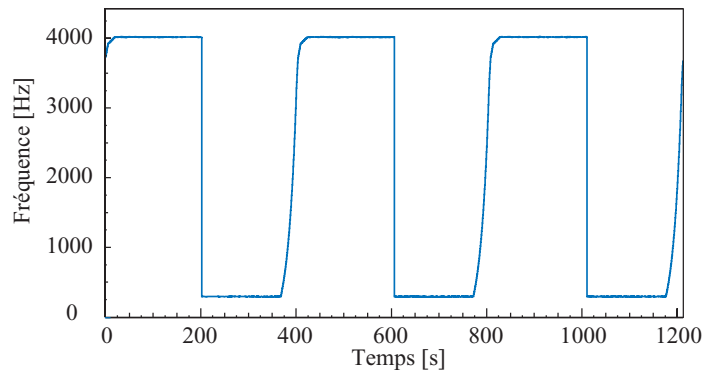


FIG. 5.3 – Forme temporelle de la fréquence de GENEPI.

tension est ajoutée à cette tension pour faire varier la fréquence, comme l'illustre le schéma sur la figure 5.4.

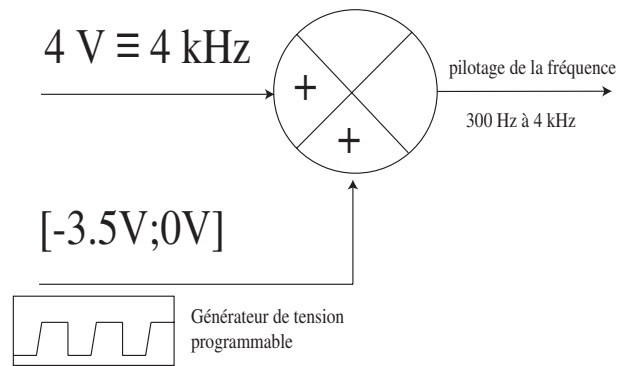


FIG. 5.4 – Principe du pilotage de la fréquence de GENEPI par l'intermédiaire d'un générateur de tension programmable.

5.4 Analyse et résultats

5.4.1 Sommation des cycles

Les méthodes d'analyse décrites ne peuvent être appliquées sur un seul changement de l'état de la source à cause du faible taux de comptage des chambres à fission utilisées. Par conséquent, il est nécessaire d'effectuer une sommation sur plusieurs cycles effectués. Le mode de fonctionnement du système d'acquisition est particulièrement adapté à cette procédure, car les événements enregistrés ainsi que le changement de fréquence sont "datés" à 100 ns près. Les spectres temporels peuvent donc être reconstruits à partir de la transition de fréquence haute vers basse qui sert de référence à chaque cycle. La reproductibilité des cycles a été vérifiée à partir du

monitoring des particules chargées ainsi que des distributions des intégrales du courant de deutons mesurées pour chaque impulsion. Finalement, les spectres temporels sont reconstruits avec des canaux de largeur égale à 50 ms sachant que la précision à 100 ns du système d'acquisition est retenue pour déterminer le changement de fréquence.

5.4.1.1 Détermination des niveaux asymptotiques et de la contribution des précurseurs

Les deux méthodes d'analyse proposées nécessitent de connaître avec une grande précision les taux de comptage asymptotiques correspondant aux fréquences haute et basse ainsi que le taux de comptage après le changement de fréquence. Les niveaux asymptotiques peuvent être déterminés à partir des taux de comptage à l'équilibre des différents cycles, ou à partir de ceux acquis séparément pour un fonctionnement de GENEPI à une fréquence donnée.

Le niveau du taux de comptage juste après le changement de fréquence peut être déterminé en prenant le taux de comptage du premier canal (50 ms), mais dans ce cas l'incertitude statistique est relativement importante. La méthode retenue a été d'ajuster la décroissance retardée du taux de comptage par la somme de six exponentielles plus une constante. Les six exponentielles reproduisent la variation du taux de comptage résultant de la décroissance des précurseurs, leurs amplitudes sont les paramètres libres de l'ajustement, tandis que les six constantes de temps $1/w_j$ sont fixées en supposant que ρ est connu. Elles sont calculées grâce à la résolution des équations de Nordheim [50] (équation (5.21)) à six groupes de neutrons retardés.

$$\rho = \Lambda w_j + \beta_{eff} - \sum_i \frac{\lambda_i \beta_i}{w_j + \lambda_i} \quad (5.21)$$

La valeur de l'ajustement en zéro correspond au taux de comptage juste après le changement de source, tandis que la valeur constante correspond au taux de comptage asymptotique pour la fréquence basse. Pour les deux configurations étudiées, la cohérence entre les valeurs obtenues à partir des spectres bruts ou à partir de l'ajustement a été vérifiée.

5.4.2 Résultats

La mesure a été effectuée dans la configuration SC0 avec la barre de pilotage insérée. Deux chambres à fission localisées dans le combustible et chargées respectivement en U^{235} et en Np^{237} ont été utilisées. Les spectres temporels obtenus après la sommation de 49 cycles sont représentés sur les figures 5.5(a) et 5.5(b).

De même, la figure 5.6 présente les spectres obtenus après sommation des 90 cycles effectués dans la configuration SC2. Le nombre de cycles a dû être augmenté par rapport à la configuration SC0 pour tenir compte à la fois de l'usure de la cible de tritium entre les deux expériences ainsi que des taux de comptage moins élevés dans la configuration SC2.

La vitesse à laquelle la contribution des précurseurs passe d'un état d'équilibre à un autre dépend très fortement du niveau de sous-criticité du réacteur, ce qui d'ailleurs prouve bien que pour une valeur de β_{eff} relativement faible et pour une forte sous-criticité c'est la source externe de neutrons qui contrôle la puissance du réacteur et que l'inertie due aux neutrons retardés est

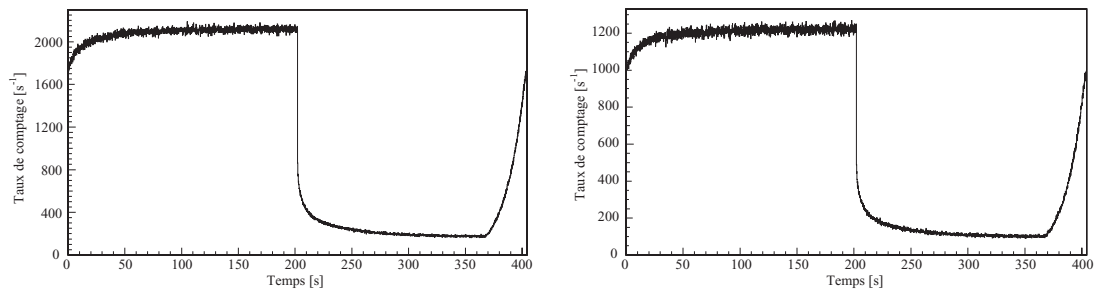


FIG. 5.5 – Spectre temporel après sommation de tous les cycles dans la configuration SC0 pour la chambre U^{235} (a) et pour la Np^{237} (b).

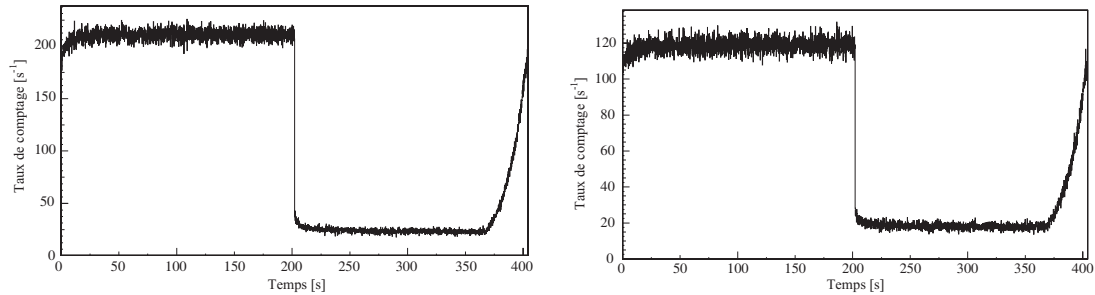


FIG. 5.6 – Spectre temporel après sommation de tous les cycles dans la configuration SC2 pour la chambre U^{235} (a) et pour la Np^{237} (b).

diminuée. La figure 5.7 illustre la différence entre l'établissement de l'état d'équilibre du taux de comptage de la chambre à fission chargée en U^{235} dans les configurations SC0 et SC2.

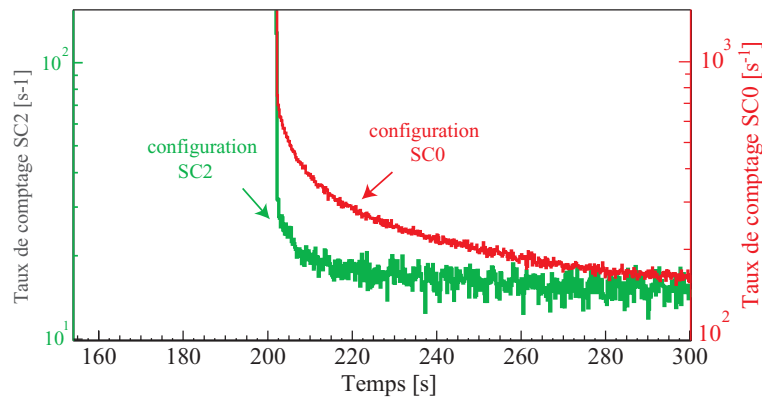


FIG. 5.7 – Etablissement de l'état d'équilibre du taux de comptage d'un détecteur dans les configurations SC0 et SC2 après un changement instantané de la source externe de neutrons.

Les valeurs des rapports ρ/β_{eff} déterminés à partir de la méthode intégrale et avec la méthode

équivalente à l'approximation du “prompt jump” sont récapitulées dans le tableau 5.1 pour les deux chambres à fission.

TAB. 5.1 – Valeurs de ρ/β_{eff} obtenues selon les deux méthodes d'analyse pour les différents détecteurs.

		$-\rho/\beta_{eff}$ intégrale	$-\rho/\beta_{eff}$ approximation du PJ
SC0	U^{235}	1.99 ± 0.01	1.957 ± 0.004
	Np^{237}	2.04 ± 0.01	2.048 ± 0.006
SC2	U^{235}	9.36 ± 0.28	9.23 ± 0.12
	Np^{237}	10.69 ± 0.58	9.91 ± 0.07

Dans la configuration SC2, la valeur de k_p a été déterminée à partir de la mesure de la décroissance prompte du taux de comptage après l'impulsion obtenue pendant l'expérience de modulation de source. Dans la configuration SC0, la même approche n'a pas été possible avec la source fonctionnant à 4 kHz, car le temps entre deux impulsions n'est alors pas suffisant pour éteindre complètement la décroissance prompte. La valeur de k_p (tableau 3.7) est donc celle déterminée à partir de la décroissance prompte du moniteur L obtenue pour une fréquence de 500 Hz.

Les valeurs de β_{eff} déduites de l'équation (5.20) et du rapport (ρ/β_{eff}) obtenu grâce à l'approximation du “prompt jump” (relation 5.14) sont récapitulées dans le tableau 5.2.

TAB. 5.2 – Valeurs de la fraction de neutrons retardés dans des configurations SC0 et SC2 obtenues à partir des grandeurs mesurées $-\rho/\beta_{eff}$ et k_p .

	$-\rho/\beta$	k_p	$\beta_{eff}(pcm)$
SC0	1.96 ± 0.004	0.9900 ± 0.0005	336 ± 17
SC2	9.23 ± 0.12	0.9661 ± 0.001	329 ± 15

Les deux valeurs obtenues sont sensiblement égales, ce qui laisse penser que β_{eff} ne varie pas avec le niveau de sous-criticité du système. Cette hypothèse sera d'ailleurs vérifiée dans la section suivante où une étude numérique de β_{eff} est effectuée.

5.5 Détermination de β_{eff} par simulation

5.5.1 Principe

Actuellement, le code MCNP ne permet pas de déterminer de manière directe la fraction effective de neutrons retardés. Pour l'instant, la seule approche envisageable est d'effectuer un calcul du facteur de multiplication du système dans le mode fondamental en incluant les neutrons retardés dans le transport puis en les ignorant. La différence obtenue sur la valeur du coefficient

de multiplication selon les deux approches est sensiblement égale à la fraction de neutrons retardés, cependant, les incertitudes sur k_{eff} entraînent une incertitude sur la valeur de β_{eff} assez importante même sans inclure dans le calcul les incertitudes sur les bases de données nucléaires.

Etant donné les limites de cette approche et l'obligation d'effectuer le calcul pour le réacteur dans un état stabilisé, un autre schéma de calcul a été adopté. A partir de certaines modifications apportées au code et en tenant compte des recommandations récentes relatives aux données nucléaires des neutrons retardés, il a été possible de calculer les paramètres relatifs aux neutrons retardés pour MASURCA.

La spécificité des processus d'émission des neutrons retardés a déjà été rappelée au début de ce chapitre, il faut avoir à l'esprit deux aspects afin de bien comprendre le principe de la modélisation effectuée :

- Tout d'abord, les neutrons retardés sont émis suite à la désintégration β de certains produits de fission seulement. La distribution des produits de fission dépendant très fortement du noyau qui fissionne, et dans une moindre mesure de l'énergie du neutron incident, la fraction de neutrons retardés est donc liée à la contribution relative des différents isotopes fissiles au taux de fission total.
- Il a également été remarqué que l'énergie d'un neutron retardé est inférieure en moyenne à celle d'un neutron prompt en raison de la plus faible énergie d'excitation des émetteurs de neutron retardés par rapport à celle des produits de fission.

Pour décrire le comportement réel des neutrons retardés, il serait donc nécessaire de regarder pour chaque fission l'ensemble des précurseurs engendrés et de considérer l'énergie moyenne des neutrons qu'ils émettent. Cependant, étant donné le nombre considérable de produits de fission pouvant apparaître et les différents schémas de désintégration, les précurseurs ayant des constantes de décroissance voisines sont rassemblés par groupes temporels. Cette approche permet, à partir de paramètres calculés, de décrire le comportement dynamique des réacteurs lié à l'existence des neutrons retardés.

A partir du flux de neutrons $\Phi(r, E)$, il est donc possible de déterminer la fraction β_0^k de neutrons retardés du groupe k à partir de l'expression (5.22) [48].

$$\beta_0^k = \frac{\sum_j \int_V \int_E v_{dk} \Sigma_f^j(E) \Phi(r, E) dE dr}{\sum_j \int_V \int_E v \Sigma_f^j(E) \Phi(r, E) dE dr} \quad (5.22)$$

où $\Sigma_f^j(E)$ est la section efficace macroscopique de fission de l'isotope j , v_{dk} et v sont respectivement le nombre de neutrons retardés du groupe k et le nombre total de neutrons émis par fission. Le terme au numérateur est donc égal au nombre de neutrons retardés du groupe k émis pour les caractéristiques spatiale et spectrale du flux étudié, tandis que le terme au dénominateur correspond au nombre total de neutrons émis dans les mêmes conditions. En sommant la contribution des différents groupes, la fraction totale de neutrons retardés $\beta_0 = \sum_k \beta_0^k$ est obtenue. Les coefficients β_0 et β_0^k ne caractérisent cependant pas le comportement dynamique des réacteurs ; en effet, la spécificité énergétique des neutrons retardés émis n'est pas considérée dans l'équation 5.22.

La fraction effective de neutrons retardés est définie [48], en gardant des notations similaires à celle de la relation 5.22, et en introduisant le flux adjoint $\Phi^*(r, E)$. En notant respectivement

$\chi_{dk}^j(E)$ et $\chi^j(E)$, la distribution énergétique des neutrons du groupe k et celle de tous les neutrons résultant de la fission du noyau j , la fraction effective de neutrons retardés s'écrit :

$$\beta_{eff}^k = \frac{\sum_j \int_V dr \int_E dE v_{dk} \Sigma_f^j(E) \Phi(r, E) \int_E dE' \chi_{dk}^j(E') \Phi^*(E', r)}{\sum_j \int_V dr \int_E dE v \Sigma_f^j(E) \Phi(r, E) \int_E dE' \chi^j(E') \Phi^*(E', r)}. \quad (5.23)$$

La notion de flux adjoint est généralement utilisée en théorie des perturbations [54], une représentation intuitive simple peut cependant être formulée : $\Phi^*(r, E)$ est le nombre moyen de neutrons dans une chaîne de fission initiée par un neutron d'énergie E à la position r .

L'expression (5.23) laisse apparaître que l'émission d'un neutron est maintenant pondérée par le nombre moyen de neutrons qu'il engendre dans une chaîne de fissions en tenant compte de son énergie.

5.5.2 Données nucléaires nécessaires

Sans apporter aucune modification au code MCNP, il est possible de calculer pour chaque isotope fissile, le produit $v \Sigma_f^j(E) \Phi(r, E)$. Il est par contre nécessaire de déterminer le nombre de neutrons retardés émis pour chaque groupe v_{dk} . Il faut noter que cette grandeur peut être légèrement dépendante de l'énergie du neutron à l'origine de la fission [48], mais cette dépendance n'a pas été considérée dans cette étude et les valeurs utilisées sont relatives aux neutrons rapides.

Les valeurs de v_{dk} ont été obtenues à partir de la base de données nucléaires ENDF/B-VI et de [52]. La première référence permet d'obtenir le nombre de neutrons retardés émis par fission (induite par un neutron rapide) tandis que dans la deuxième, c'est la contribution relative des neutrons retardés au groupe k suite à la fission du noyau j (notée γ_{kj}) qui est tabulée. v_{dk} est donc égal au produit $v_d \gamma_{kj}$. A titre d'exemple les valeurs de v et v_d des isotopes présents dans le combustible de MASURCA sont présentées dans le tableau 5.3.

TAB. 5.3 – Nombres de neutrons v et de neutrons retardés v_d émis par fission induite par un neutron rapide pour les différents isotopes présents dans le combustible.

	v	v_d
^{241}Am	3.306	0.00427
^{238}Pu	2.969	0.00418
^{239}Pu	2.948	0.00645
^{240}Pu	2.879	0.009
^{241}Pu	2.950	0.0162
^{235}U	2.481	0.0167
^{236}U	2.383	0.0232
^{238}U	2.528	0.0444

Généralement, la description des neutrons retardés est effectuée à partir de 6 groupes, cependant, les auteurs de [51] recommandent d'utiliser 8 groupes. Les contributions relatives γ_{kj} et

absolues $\gamma_{kj}v_d$ aux différents groupes sont présentées dans le tableau 5.4 pour le ^{239}Pu qui est l'élément qui fissionne le plus, et pour l' ^{238}U qui contribue fortement à la fraction de neutrons retardés en spectre rapide.

TAB. 5.4 – Contributions relatives des différents groupes de neutrons retardés pour la fission par neutrons rapides du ^{239}Pu et du ^{238}U .

	^{239}Pu		^{238}U	
	γ_k	v_{dk}	γ_k	v_{dk}
Groupe 1	0.008	5.16×10^{-5}	0.029	1.29×10^{-3}
Groupe 2	0.104	6.71×10^{-4}	0.225	1.00×10^{-2}
Groupe 3	0.038	2.45×10^{-4}	0.095	4.22×10^{-3}
Groupe 4	0.137	8.84×10^{-4}	0.149	4.22×10^{-3}
Groupe 5	0.294	1.90×10^{-4}	0.351	1.56×10^{-2}
Groupe 6	0.198	1.28×10^{-4}	0.037	1.64×10^{-3}
Groupe 7	0.128	8.26×10^{-4}	0.097	4.31×10^{-3}
Groupe 8	0.093	6.00×10^{-4}	0.017	7.55×10^{-4}

5.5.3 Calcul du flux adjoint

Le calcul MCNP est effectué en deux parties, l'objectif dans la première partie est de déterminer la dépendance spatiale des précurseurs, donc des neutrons retardés. La grandeur calculée est égale à $\int_E v_{dk} \Sigma_f^j(E) \Phi(r, E) dE$. La deuxième partie du calcul consiste à déterminer les coefficients de pondération décrivant l'effectivité des neutrons retardés à partir du flux adjoint. A partir de la distribution spatiale des neutrons retardés de chaque groupe et pour chaque isotope, il est possible de construire k sources de neutrons retardés en tenant compte des spectres d'émission $\chi_{dk}^j(E)$. Les fonctions $\chi_{dk}^j(E)$ sont aussi légèrement dépendantes de l'énergie du neutron à l'origine de la fission, cependant cet effet n'a pas été considéré et les distributions retenues sont celles correspondant à des neutrons rapides. Les valeurs de $\chi_{dk}^j(E)$ ont été extraites de [53] pour une structure à 20 groupes d'énergie. L'énergie des neutrons est échantillonnée à partir de ces distributions pour les différents groupes et pour les différents isotopes. La figure 5.8 présente à titre d'exemple la distribution énergétique pour les groupes 4 et 5 suite à une fission d'un noyau de ^{239}Pu et de ^{238}U (en spectre rapide).

Le flux adjoint est alors déterminé en calculant le nombre total de fissions engendrées par les neutrons retardés pour chaque groupe. Cette approche est possible, étant donné que toutes les configurations simulées sont sous-critiques. Dans le cas où le réacteur serait critique voire sur-critique, une autre méthode ne prenant en compte que les premières générations de neutrons devrait être adoptée [54].

Enfin, le flux adjoint correspondant à l'ensemble des neutrons (essentiellement de neutrons prompts) émis suite aux fissions des différents noyaux doit également être calculé.

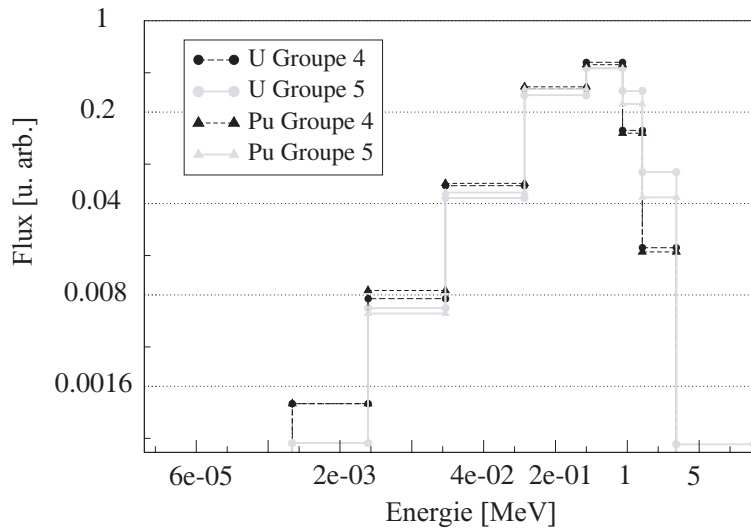


FIG. 5.8 – Spectre énergétique des neutrons retardés des groupes 4 et 5 suite à la fission de noyaux de ^{239}Pu et de ^{238}U en spectre rapide.

5.6 Résultats

5.6.1 Calcul de β_{eff} dans le mode stabilisé du réacteur

Les calculs ont d'abord été effectués pour un flux correspondant à l'état stabilisé du réacteur. La simulation a été effectuée pour les trois configurations. Il est intéressant de simuler dans un premier temps la fraction de neutrons retardés émis par fission qui ne tient pas compte de la pondération par le flux adjoint. Les valeurs obtenues pour les différents groupes ainsi que le total sont présentées dans le tableau 5.5.

Il n'y a aucune différence significative sur la valeur de β_0 pour les trois configurations ainsi que sur la contribution des différents groupes. Ce résultat n'est pas surprenant car le flux moyen dans les éléments combustibles est très peu modifié par le retrait d'assemblages du coeur. Par conséquent ce sont les mêmes distributions de noyaux qui contribuent aux fissions dans les différentes configurations comme le montre le tableau 5.6 pour SC0 et SC2. Il faut également remarquer que l'incertitude sur la valeur de β_0 provient majoritairement de l'incertitude sur les coefficients γ_{kj} , l'erreur statistique provenant du transport MCNP étant de l'ordre de quelques pcm seulement. Cette erreur est pénalisante pour comparer la valeur expérimentale de β_{eff} avec celle obtenue par modélisation, cependant des conclusions peuvent être tirées de la comparaison des résultats de simulation de différentes configurations.

Une propriété importante des réacteurs à spectre rapide apparaît implicitement dans le tableau 5.6 : si les isotopes du plutonium représentent plus de 85% du taux de fission, leur contribution à la fraction de neutrons retardés n'est que de 190 pcm par fission contre 140 pcm pour l' ^{238}U qui lui ne contribue qu'à 10 % des fissions.

Afin de tenir compte de la distribution spatiale des précurseurs et des spectres en énergie des

TAB. 5.5 – Fractions de neutrons retardés avec une modélisation à 8 groupes.

	SC0 BP basse (pcm)	SC0 BP haute (pcm)	SC2 BP basse (pcm)	SC3 BP basse (pcm)
Groupe 1	7.304	7.32	7.32	7.34
Groupe 2	63.42	63.45	63.60	63.78
Groupe 3	25.82	25.86	25.89	25.95
Groupe 4	54.17	54.236	54.38	54.59
Groupe 5	119.20	119.27	119.57	119.98
Groupe 6	41.27	41.27	41.51	41.79
Groupe 7	40.56	40.567	40.71	40.89
Groupe 8	18.03	18.02	18.09	18.20
β_0	370 \pm 17	370 \pm 18	371 \pm 17	372 \pm 18

TAB. 5.6 – Contributions des différents isotopes au taux de fissions pour le réacteur dans les configurations SC0, SC2 et SC3.

	SC0 BP basse	SC2 BP basse	SC3 BP basse
²⁴¹ Am	0.63%	0.64%	0.65%
²³⁸ Pu	0.15%	0.15%	0.16%
²³⁹ Pu	80.15%	79.96%	79.81%
²⁴⁰ Pu	5.03%	5.03%	5.04%
²⁴¹ Pu	3.09%	3.24%	3.31%
²³⁵ U	1.16%	1.18%	1.19%
²³⁶ U	0.00%	0.00%	0.00%
²³⁸ U	9.62%	9.64%	9.69%
²⁴² Pu	0.15%	0.15%	0.15%

neutrons retardés, le flux adjoint correspondant aux neutrons retardés des différents groupes a été calculé. La figure 5.9 représente l'énergie moyenne des neutrons retardés de chaque groupe ainsi que de tous les neutrons .

Les valeurs du rapport entre le flux adjoint des neutrons retardés et le flux adjoint de tous les neutrons ainsi que la fraction effective de chaque groupe sont récapitulées dans le tableau 5.7 pour les trois configurations avec la barre de pilotage insérée dans le coeur.

Il apparaît que la prise en compte du flux adjoint diminue l'importance des neutrons retardés par rapport aux neutrons prompts. En effet, pour l'énergie moyenne des neutrons retardés, la probabilité de capture dans le combustible est plus importante que pour des neutrons de fission d'environ 2 MeV d'énergie cinétique. Les probabilités d'induire une fission ou d'être capturés (dans le combustible), pour les neutrons dans une chaîne initiée par un neutron retardé, sont com-

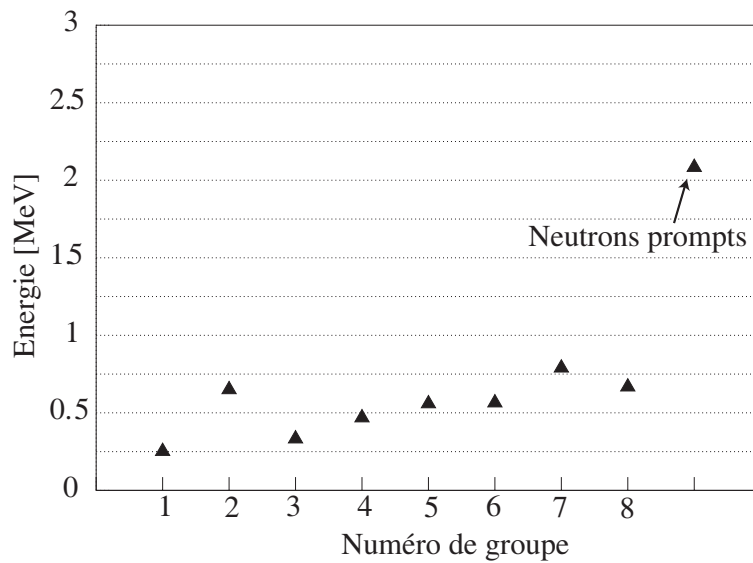


FIG. 5.9 – Energie moyenne des neutrons émis pour les 8 groupes de neutrons retardés dans la configurations SC0, comparaison avec celle des neutrons prompts.

TAB. 5.7 – Facteur correctif pour les 8 groupes de neutrons dans la configuration SC0 et SC2 ainsi que la fraction effective de neutrons retardés.

	SC0		SC2		SC3	
	γ_i	β_{eff}^i	γ_i	β_{eff}^i	γ_i	β_{eff}^i
groupe 1	0.99 ± 0.07	7.3	0.82 ± 0.02	6.0	0.86	6.29
groupe 2	0.87 ± 0.06	55.5	0.91 ± 0.02	58.0	0.92	58.70
groupe 3	0.87 ± 0.05	22.4	0.87 ± 0.02	22.4	0.8719	22.62
groupe 4	0.90 ± 0.05	48.8	0.88 ± 0.02	47.7	0.9030	49.30
groupe 5	0.86 ± 0.05	102.6	0.88 ± 0.02	105.2	0.9328	111.9
groupe 6	0.88 ± 0.05	36.5	0.88 ± 0.02	36.5	0.9005	37.64
groupe 7	0.94 ± 0.07	38.4	0.92 ± 0.02	37.2	0.9453	38.66
groupe 8	0.86 ± 0.05	15.5	0.89 ± 0.02	16.2	0.9309	16.95
Total		327 ± 22		329 ± 17		342 ± 19

parées à celles calculées pour un neutron de fission dans la configuration SC2 sur la figure 5.10.

La configuration géométrique a un effet limité sur la fraction effective de neutrons retardés (dernière ligne du tableau 5.7).

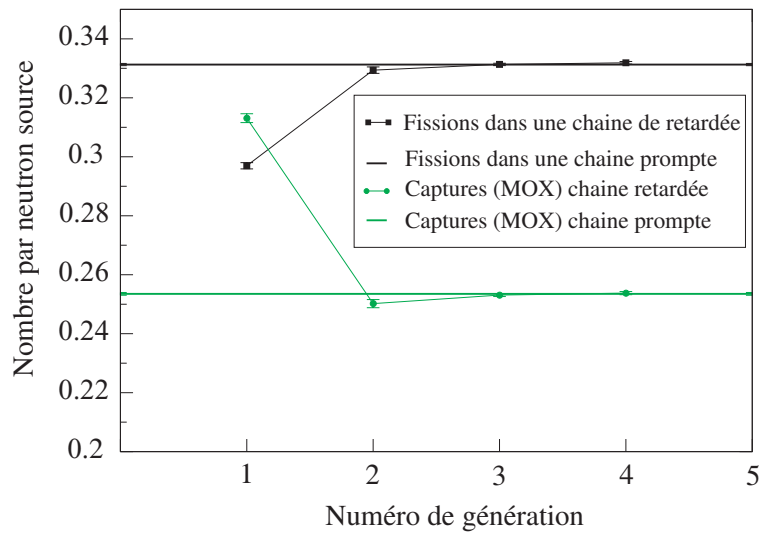


FIG. 5.10 – Probabilité d’induire une fission ou une capture pour les neutrons dans une chaîne initiée par un neutron retardé et par un neutron prompt dans la configuration SC2.

5.6.2 Configuration SC3 plomb

Durant la configuration SC3, les réglettes de sodium de 21 tubes du réacteur ont été remplacées par du plomb. La simulation a montré que le durcissement du spectre que cela induit, augmente le coefficient de multiplication du système. Pour voir si le durcissement du spectre et la modification de la géométrie peuvent également modifier la fraction effective de neutrons retardés, la même simulation que précédemment décrite a été effectuée. La fraction de neutrons retardés est égale à 365 ± 17 pcm pour la configuration SC3 plomb, qu’il faut comparer aux 371 ± 17 pcm de celle obtenue dans la configuration SC2, car ces deux configurations de coeur ont des coefficients de multiplication sensiblement équivalents.

Le calcul des flux adjoints pour les 8 groupes de neutrons retardés et pour les neutrons prompts permet d’obtenir β_{eff} égal à 329 ± 18 pcm. Par conséquent, la modification d’une partie du réflecteur et du caloporteur ne modifie pas la fraction effective de neutrons retardés.

5.6.3 Fraction de neutrons retardés avec une source externe de neutrons

Tous les résultats présentés dans les paragraphes précédents correspondent à une distribution spatiale du flux de neutrons pour le réacteur dans un état stabilisé. Cependant, il est légitime de s’interroger sur la validité d’une telle approche avec la source externe qui induit une perturbation du flux au centre du réacteur. Afin de mettre en évidence une différence éventuelle avec les résultats obtenus précédemment, la même démarche a été adoptée pour la configuration SC2 en prenant en compte une distribution du flux correspondant à celle obtenue avec la source de tritium.

La fraction de neutrons retardés émis par fission est égale à 381 ± 19 pcm. L’écart de 10 pcm

observé par rapport à la source stabilisée de fission provient de la concentration plus importante en noyaux d' ^{238}U dans les assemblages de combustible au centre du réacteur, là où la perturbation du flux engendrée par la source externe est maximale. Le fait que cette différence soit relativement faible n'est pas étonnant puisqu'il a déjà été remarqué que seules les premières générations sont un peu différentes des autres et que par la suite le flux est rapidement stabilisé.

En calculant le flux adjoint correspondant à tous les neutrons de fission dans les chaînes induites par les neutrons source ainsi que celui des neutrons retardés, il est alors possible de déterminer la fraction effective de neutrons retardés. La valeur du rapport entre le flux adjoint des neutrons retardés et des neutrons prompts est sensiblement la même que la source initiale soit centrée ou de fission stabilisée. Les résultats obtenus pour les sources centrée et de fission sont récapitulés dans le tableau 5.8.

TAB. 5.8 – Contributions des différents groupes de neutrons retardés aux fractions de neutrons retardés pour une source de fission stabilisée et pour une source externe.

	SC2 source de fission stabilisée		SC2 source externe	
	β'_0	$\gamma_i \beta'_0$	β'_0	$\gamma_i \beta'_0$
Groupe 1	7.3	7.3	7.5	6.51
Groupe 2	63.6	55.6	65.2	57.47
Groupe 3	25.9	22.5	26.5	22.87
Groupe 4	54.4	49.0	55.9	48.99
Groupe 5	119.6	102.9	122.8	107.16
Groupe 6	41.5	36.7	42.8	38.90
Groupe 7	40.7	38.5	41.9	37.53
Groupe 8	18.1	15.6	18.7	16.80
Total :	371 ± 17	329 ± 17	381 ± 20	336 ± 20

5.6.4 Calcul de η

L'analyse des expériences de modulation de source externe basée sur l'intégration des équations de la cinétique point (section 5.2.2) nécessite de calculer le paramètre dynamique η défini à partir de la relation (5.24).

$$\eta = \frac{\Lambda}{\beta_{eff}} + \sum_j \frac{\alpha_j}{\lambda_j} \quad (5.24)$$

Le premier terme de l'équation étant négligeable (de l'ordre de $170 \mu\text{s}$) par rapport à ceux de la somme, η s'apparente à l'inverse de la période qui serait utilisée dans une représentation à un groupe de neutrons retardés. Les demi-vies des huit groupes de neutrons considérés pour le calcul de η sont récapitulées dans le tableau 5.9.

TAB. 5.9 – Demi-vie des groupes de neutrons retardés dans une représentation à huit groupes [51].

Groupe	1	2	3	4	5	6	7	8
$T_{1/2}$	55.6	24.5	16.3	5.21	2.37	1.04	.425	.195

La valeur de η a été calculée pour les trois configurations. Les valeurs obtenues sont sensiblement identiques et de l'ordre de 11.6 s.

5.7 Conclusion

La procédure expérimentale mise en oeuvre pour déterminer β_{eff} a donné des résultats très satisfaisants. Cette méthode validée avec un combustible déjà connu pourrait être très intéressante pour l'étude des combustibles innovants chargés en actinides mineurs et dont une des caractéristiques sera la faible émission de neutrons retardés. Les données nucléaires relatives à ces noyaux souffrant encore d'incertitudes importantes, leur étude selon la procédure proposée pourrait être fructueuse. L'étude de l'évolution de β_{eff} suite au burn-up du combustible peut également être envisagée dans un réacteur de puissance en profitant de l'utilisation d'une source externe comme GENEPI. Les nouvelles possibilités offertes par les codes stochastiques ainsi que les améliorations permanentes apportées aux bases de données devraient permettre d'interpréter ces expériences futures pour lesquelles le rôle des neutrons retardés est primordial.

Conclusions et perspectives

Le couplage d'une source pulsée de neutrons au réacteur MASURCA s'est révélé très fructueux pour l'étude des paramètres dynamiques d'un réacteur sous-critique rapide. La réponse du réacteur à l'excitation externe a pu être mesurée à l'échelle de temps des neutrons prompts ainsi qu'à celle des neutrons retardés.

L'interprétation de ces expériences a permis de montrer qu'il est possible de mesurer le facteur de multiplication prompt d'un réacteur rapide. Le réacteur étant fortement réfléchi, une méthode où la réponse du système dépend de la distribution des temps entre deux générations de neutrons a été utilisée. Cette approche est très différente de celle de la cinétique point où le temps moyen est utilisé à la place de cette distribution. Pour la configuration proche de la criticité, étudiée au début du programme, les deux approches se révèlent équivalentes pour la détermination de k_p , la réponse du système est paramétrée par le niveau de sous-criticité et indépendamment par la distribution des temps ou le temps moyen entre deux générations. Par contre, pour les deux autres configurations étudiées et pour lesquelles le facteur de multiplication est représentatif de celui d'un ADS, seul le modèle basé sur la distribution des temps entre deux générations permet de reproduire la forme de la décroissance du taux de comptage d'un détecteur suite à une impulsion de neutrons. Les valeurs de k_p déterminées grâce à cette méthode sont en très bon accord avec celles obtenues par les méthodes classiques de multiplication de source qui ont été étalonnées durant la phase critique du programme.

L'expérience de modulation de source externe, combinée à la détermination de k_p , a permis d'obtenir la fraction effective de neutrons retardés par fission. La valeur de β_{eff} obtenue est en accord avec celle calculée avec une approche basée sur l'utilisation du code stochastique MCNP. De plus au cours de ces expériences, la puissance du réacteur a été pilotée par l'intermédiaire de l'intensité de la source externe.

La multiplication totale du système est ainsi entièrement caractérisée grâce à l'utilisation de la source pulsée.

Afin de voir les possibilités d'application de cette procédure expérimentale à un démonstrateur d'ADS, la différence entre la réponse de MASURCA à une impulsion de neutrons et à l'arrêt d'une source continue a été étudiée. Les résultats obtenus ont montré que dans les deux cas la réponse du système dépend du niveau de sous-criticité et que par conséquent, il est possible d'adapter la méthode validée pour une impulsion source à une interruption de faisceau continu. De plus, des simulations de coeurs de la taille de ceux des projets de démonstrateurs d'ADS ont été effectuées. Il s'est avéré que la réponse dynamique du réacteur MASURCA est représentative de celle d'un démonstrateur. Bien que le réflecteur joue un rôle relativement moins important

dans ce type de réacteur, il est quand même nécessaire pour les fortes sous-criticités d'utiliser le modèle basé sur la distribution des temps entre deux générations.

Afin de compléter l'expérience acquise sur la physique des milieux sous-critiques pilotés par une source externe d'autres projets vont être engagés suite au programme MUSE. En effet, la puissance du réacteur MASURCA en configuration sous-critique ne dépasse pas une dizaine de Watts, il n'est donc pas possible d'étudier les effets de température durant les transitoires.

Le premier projet, appelé TRADE (TRIGA Accelerator Driven Experiment) en cours de réalisation en Italie et dont des mesures préliminaires doivent être effectuées en 2004, consiste au couplage du réacteur piscine TRIGA pouvant délivrer une puissance de 1 MW avec un accélérateur de protons de type cyclotron [47]. Le faisceau de protons devrait avoir une intensité de quelques centaines de μA et les protons auront une énergie de l'ordre de 140 MeV. Les configurations sous-critiques seront obtenues en retirant certains assemblages du réacteur en plus de ceux enlevés pour l'introduction de la source externe. L'objectif de l'expérience TRADE est d'étudier pour une puissance significative (plusieurs centaines de kWth) les procédures de démarrage et d'arrêt du réacteur avec notamment les effets dus à la température. L'utilisation de plusieurs types de milieux diffuseurs à l'interface entre le faisceau et le milieu multiplicateur permettra également d'analyser la corrélation entre l'importance des neutrons source et la puissance délivrée par le système.

En Belgique, la construction de l'installation MYRRHA (Multipurpose Accelerator Driven System for Research & Development) pourrait permettre d'étudier le couplage entre un faisceau de protons envoyé sur une cible liquide de plomb et un milieu multiplicateur sous-critique caractéristique des réacteurs à spectre rapide. Etant donné les utilisations variées de l'installation, il est prévu que localement le flux soit thermalisé le cas échéant notamment pour la production d'isotopes utilisés pour des applications médicales. Le faisceau de protons devrait avoir une intensité d'environ 5 mA avec des particules de 350 MeV. L'originalité du concept provient notamment de la non-utilisation d'une fenêtre pour séparer le faisceau de protons de la cible de spallation en plomb liquide. Il est prévu que l'installation puisse délivrer une puissance de plusieurs dizaines de MWth. La construction de l'installation pourrait débuter à l'horizon 2012.

Tous ces projets ainsi que les études liées à l'XADS contribuent à l'acquisition de connaissances qui permettront peut-être la réalisation d'un démonstrateur dédié à l'incinération des actinides mineurs.

Annexe A

Résultats du benchmark

Les différents résultats présentés dans cette annexe concernent le benchmark MUSE dont la description peut être trouvé dans [25].

L'ensemble des calculs ont été effectués avec le code de transport neutronique MCNP4C2 [37]. Les données nucléaires ont été extraites de la base de données ENDF/B-VI et contiennent les informations nécessaires pour le traitement des résonances par des tables de probabilité dans la région des résonances non résolus ainsi que pour le transport des neutrons retardés.

A.1 Configuration COSMO

A.1.1 Paramètres cinétiques

La configuration COSMO est la configuration de référence de l'expérience MUSE 4 sans couplage avec GENEPI, il n'y a donc pas de canal pour le doigt de gant ni de buffer et de canal en plomb dans ce cas. La valeur de k_{eff} dans cette configuration est égale à $1,00819 \pm 0,00025$. Tous les calculs ont été effectués pour une source de fission stabilisée (calculs de type kcode).

A.1.2 Taux de réaction

Les taux de réactions (captures et fissions) ont été calculés pour différents isotopes à plusieurs positions, les résultats sont présentés dans les tableaux A.1, A.2 et A.3.

A.1.3 Spectres en énergie

Le spectre en énergie des neutrons a été simulé à la position 1 ($X = 82.89$ cm, $Y = 90.1$ cm, $Z = 81.48$ cm) et à la position 2 ($X = 90.1$ cm, $Y = 90.1$ cm, $Z = 82.08$ cm), les résultats sont présentés sur la figure A.1.

TAB. A.1 – Taux de fission de l' ^{235}U et du ^{237}Np et taux de réaction dans le canal à la position ($X = 82.89\text{ cm}$, $Z = 81.48\text{ cm}$) pour différentes valeurs de Y .

Y	fission de l' ^{235}U		fission du ^{237}Np		réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha)$	
	valeur	erreur	valeur	erreur	valeur	erreur
40	0,731	0,020	0,074	0,001	1,535	0,068
50	0,640	0,008	0,152	0,002	0,877	0,018
60	0,762	0,007	0,208	0,002	0,952	0,013
70	0,884	0,007	0,250	0,002	1,073	0,012
80	0,975	0,007	0,283	0,002	1,179	0,012
90	1,000	0,007	0,292	0,002	1,200	0,012
100	0,979	0,007	0,280	0,002	1,181	0,012
110	0,887	0,007	0,251	0,002	1,075	0,012
120	0,770	0,007	0,208	0,002	0,966	0,018
130	0,643	0,008	0,154	0,002	0,863	0,016
140	0,721	0,022	0,073	0,001	1,560	0,099

TAB. A.2 – Taux de fission du ^{237}Np pour le canal à la position ($X = 90.1\text{ cm}$, $Y = 90.1\text{ cm}$) pour différentes valeurs de Z (cm).

Z	fission du ^{237}Np	
	valeur	erreur
42	0,056	0,001
52	0,156	0,002
62	0,237	0,002
72	0,277	0,002
82	0,295	0,003
92	0,277	0,002
102	0,238	0,002
112	0,159	0,002
122	0,057	0,001

A.2 Configuration MUSE-4 référence

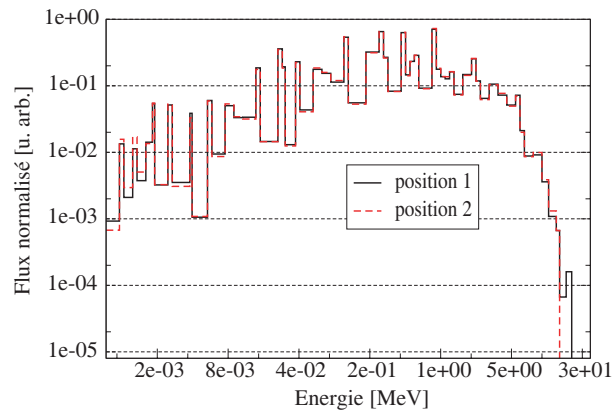
A.2.1 Paramètres cinétiques

Cette configuration est la configuration critique de référence avec le doigt de gant de GENEPI ainsi que la zone en plomb. La valeur de $keff$ est égale dans ce cas à $1,00691 \pm 0,00024$. Le fraction de neutrons retardés a été calculé en utilisant simplement le fraction de neutrons retardés

TAB. A.3 – Taux de fission et taux de capture relatif à l' ^{235}U à la position 1 ($X = 82.89$ cm, $Y = 90.1$ cm, $Z = 81.48$ cm) et à la position 2 ($X = 90.1$ cm, $Y = 90.1$ cm, $Z = 82.08$ cm).

	position 1		position 2	
	valeur	erreur	valeur	erreur
^{238}U	0,043	0,001	0,044	0,001
^{238}Pu	0,751	0,005	0,772	0,005
^{239}Pu	1,039	0,007	1,064	0,007
^{240}Pu	0,317	0,003	0,326	0,003
^{241}Pu	1,322	0,010	1,356	0,010
^{242}Pu	0,236	0,002	0,242	0,002
^{241}Am	0,253	0,002	0,259	0,002
^{243}Am	0,201	0,002	0,206	0,002
^{55}Mn	0,016	0,001	0,017	0,001
^{115}In	0,276	0,003	0,283	0,004
^{197}Au	0,273	0,009	0,268	0,009

FIG. A.1 – Spectre en énergie à la position 1 ($X = 82.89$ cm, $Y = 90.1$ cm, $Z = 81.48$ cm) et à la position 2 ($X = 90.1$ cm, $Y = 90.1$ cm, $Z = 82.08$ cm).



produits pour tous les isotopes fissiles en spectre rapide, mais sans tenir compte de la spécificité énergétique de ces neutrons comme dans l'approche présentée dans le chapitre 5. La valeur de β_{eff} est égale à 350 ± 30 pcm. Le temps de vie des neutrons a également été calculé, le temps reporté ici est celui calculé durant le transport des neutrons et correspond au temps entre la naissance d'un neutron et la fin de son histoire par n'importe quel processus. Ce temps est égal à $\ell = 7.50 \pm 0.07 \mu\text{s}$.

A.2.2 Taux de réaction

Les taux de réactions (captures et fissions) ont été calculés pour différents isotopes à plusieurs positions, les résultats sont présentés dans les tableaux A.4, A.5, A.6, A.8 et A.9.

TAB. A.4 – Taux de fission de l' ^{235}U relatif à la position (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82 cm) dans le canal horizontal Est-Ouest (Y = 86.71 cm, Z = 72.52 cm).

X	valeur	erreur	X	valeur	erreur
5	0,179	0,020	95	0,993	0,009
15	0,456	0,028	105	0,870	0,008
25	0,774	0,040	115	0,870	0,008
35	1,079	0,041	125	0,773	0,009
45	0,899	0,024	135	0,897	0,024
55	0,751	0,010	145	0,985	0,033
65	0,880	0,010	155	0,708	0,030
75	0,974	0,009	165	0,489	0,031
85	0,986	0,009	175	0,164	0,016

A.2.3 Spectres en énergies

Le spectre en énergie des neutrons a été simulé à la position 1 (X = 90.1 cm, Y = 86.71 cm, Z = 72.52 cm), à la position 2 (X = 82.89 cm, Y = 90.1 cm, Z = 81.48 cm), à la position 3 (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82.08 cm) et à la position 4 (X = 68.9 cm, Y = 58.3 cm, Z = 82.08 cm), les résultats sont présentés sur la figure A.2.

TAB. A.5 – Taux de fission de l' ^{235}U relatif à la position (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82 cm) dans le canal horizontal Nord-Sud (X = 82.89 cm, Z = 81.48 cm).

Y	valeur	erreur	Y	valeur	erreur
40	0,674	0,009	100	0,957	0,008
50	0,780	0,008	110	0,872	0,008
60	0,902	0,008	120	0,762	0,009
70	0,986	0,009	130	0,646	0,009
80	1,003	0,010	140	0,649	0,008
90	1,003	0,009			

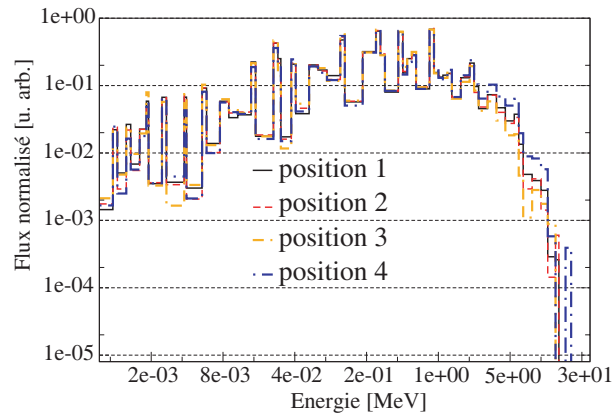
TAB. A.6 – Taux de fission de l' ^{235}U relatif à la position (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82 cm) dans le canal vertical c7 (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm).

Z (cm)	valeur	erreur	Z (cm)	valeur	erreur
32	1,098	0,036	92	1,001	0,009
42	0,799	0,016	102	0,933	0,008
52	0,823	0,012	112	0,815	0,010
62	0,929	0,009	122	0,801	0,017
72	0,993	0,009	132	1,136	0,037
82	1,000	0,011			

TAB. A.7 – Taux de fission de l' ^{235}U relatif à la position (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82 cm) dans le canal vertical c9 (X = 68.9 cm, Y = 58.3 cm).

Z (cm)	valeur	erreur	Z (cm)	valeur	erreur
32	0,952	0,038	92	0,787	0,008
42	1,063	0,038	102	0,725	0,009
52	0,723	0,015	112	0,732	0,014
62	0,714	0,009	122	1,037	0,036
72	0,775	0,008	132	0,963	0,040
82	0,819	0,008			

FIG. A.2 – Spectre en énergie à la position 1 (X = 90.1 cm, Y = 86.71 cm, Z = 72.52 cm), à la position 2 (X = 82.89 cm, Y = 90.1 cm, Z = 81.48 cm), à la position 3 (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82.08 cm) et à la position 4 (X = 68.9 cm, Y = 58.3 cm, Z = 82.08 cm).



TAB. A.8 – Taux de capture relatif à l' ^{235}U à la position 1 (X = 90.1 cm, Y = 86.71 cm, Z = 72.52 cm), à la position 2 (X = 82.89 cm, Y = 90.1 cm, Z = 81.48 cm), à la position 3 (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82.08 cm) et à la position 4 (X = 68.9 cm, Y = 58.3 cm, Z = 82.08 cm).

	position 1		position 2		position 3		position 4	
	valeur	erreur	valeur	erreur	valeur	erreur	valeur	erreur
^{238}U	0,154	0,007	0,186	0,021	0,157	0,005	0,108	0,002
^{238}Pu	0,367	0,008	0,365	0,010	0,368	0,011	0,283	0,009
^{239}Pu	0,232	0,005	0,233	0,006	0,231	0,006	0,173	0,004
^{240}Pu	0,256	0,006	0,271	0,030	0,253	0,009	0,185	0,004
^{241}Pu	0,211	0,003	0,213	0,003	0,215	0,004	0,168	0,002
^{242}Pu	0,218	0,013	0,211	0,005	0,213	0,004	0,167	0,006
^{241}Am	0,823	0,011	0,812	0,010	0,822	0,012	0,637	0,009
^{243}Am	0,722	0,012	0,702	0,010	0,708	0,012	0,551	0,009
^{55}Mn	0,023	0,002	0,025	0,003	0,022	0,002	0,017	0,002
^{115}In	0,298	0,006	0,297	0,005	0,290	0,004	0,231	0,003
^{197}Au	0,323	0,014	0,304	0,013	0,297	0,011	0,222	0,008

TAB. A.9 – Taux de fission relatif à l' ^{235}U à la position 1 (X = 90.1 cm, Y = 86.71 cm, Z = 72.52 cm), à la position 2 (X = 82.89 cm, Y = 90.1 cm, Z = 81.48 cm), à la position 3 (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82.08 cm) et à la position 4 (X = 68.9 cm, Y = 58.3 cm, Z = 82.08 cm).

	position 1		position 2		position 3		position 4	
	valeur	erreur	valeur	erreur	valeur	erreur	valeur	erreur
^{238}U	0,030	0,001	0,028	0,001	0,024	0,000	0,032	0,001
^{238}Pu	0,689	0,006	0,684	0,006	0,662	0,007	0,585	0,005
^{239}Pu	1,011	0,008	1,013	0,009	0,986	0,008	0,830	0,007
^{240}Pu	0,265	0,003	0,260	0,003	0,242	0,003	0,240	0,002
^{241}Pu	1,322	0,012	1,326	0,013	1,309	0,013	1,078	0,010
^{242}Pu	0,191	0,002	0,188	0,002	0,172	0,002	0,177	0,002
^{241}Am	0,198	0,002	0,193	0,002	0,173	0,002	0,190	0,002
^{243}Am	0,156	0,002	0,152	0,002	0,135	0,002	0,151	0,002

A.3 Configuration sous-critique

A.3.1 Paramètres cinétiques et puissance produite

La variation du coefficient effectif due au remplacement d'assemblages combustibles périphériques par des assemblages de type réflecteur est égale à $-0,0325 \pm 0,00048$, le temps

de vie moyen des neutrons est de $\ell = 7.64 \pm 0.07 \mu s$. La fraction de neutrons retardés est de 357 ± 30 pcm. La différence entre le facteur de multiplication effectif du système k_{eff} et le facteur k_s caractérisant la multiplication de la source de tritium est de : $k_{eff} - k_s = 0.01323$.

La puissance produite avec la source externe de neutrons fonctionnant à 1 kHz et en considérant qu'il y a 10^7 neutrons par impulsion est de : $P = 7.512 \pm 0.07$ W.

A.3.2 Calcul des taux de réaction

Les taux de réactions (captures et fissions) ont été calculés pour différents isotopes à plusieurs positions, les résultats sont présentés dans les tableaux A.10, A.11, A.12 et A.13.

TAB. A.10 – Taux de fission de l' ^{235}U relatif à la position (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82 cm) dans le canal horizontal Est-Ouest (Y = 86.71 cm, Z = 72.52 cm).

X	valeur	erreur	X	valeur	erreur
5	0,113	0,008	95	0,890	0,010
15	0,344	0,014	105	0,832	0,010
25	0,570	0,017	115	0,736	0,009
35	0,815	0,021	125	0,673	0,010
45	0,932	0,021	135	0,921	0,019
55	0,673	0,011	145	0,866	0,022
65	0,722	0,009	155	0,604	0,019
75	0,827	0,010	165	0,312	0,013
85	0,890	0,010	175	0,128	0,008

TAB. A.11 – Taux de fission de l' ^{235}U relatif à la position (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82 cm) dans le canal vertical c7 (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm).

Z (cm)	valeur	erreur	Z (cm)	valeur	erreur
32	0.884	0.021	92	0.898	0.010
42	0.676	0.011	102	0.804	0.010
52	0.698	0.009	112	0.694	0.011
62	0.814	0.010	122	0.666	0.011
72	0.906	0.010	132	0.886	0.020
82	1	0.010			

TAB. A.12 – Taux de capture relatif à l' ^{235}U à la position 1 (X = 90.1 cm, Y = 86.71 cm, Z = 72.52 cm), à la position 2 (X = 82.89 cm, Y = 90.1 cm, Z = 81.48 cm), à la position 3 (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82.08 cm) et à la position 4 (X = 68.9 cm, Y = 58.3 cm, Z = 82.08 cm).

	position 1		position 2		position 3		position 4	
	valeur	erreur	valeur	erreur	valeur	erreur	valeur	erreur
^{238}U	0,130	0,003	0,122	0,003	0,139	0,003	0,093	0,001
^{238}Pu	0,297	0,005	0,300	0,005	0,316	0,006	0,251	0,007
^{239}Pu	0,187	0,003	0,184	0,003	0,202	0,004	0,148	0,003
^{240}Pu	0,205	0,004	0,202	0,004	0,209	0,006	0,159	0,003
^{241}Pu	0,180	0,003	0,180	0,002	0,185	0,003	0,146	0,002
^{242}Pu	0,175	0,003	0,176	0,003	0,179	0,004	0,142	0,003
^{241}Am	0,681	0,009	0,677	0,009	0,702	0,009	0,556	0,008
^{243}Am	0,588	0,008	0,585	0,008	0,606	0,008	0,479	0,007
^{55}Mn	0,015	0,001	0,016	0,001	0,017	0,001	0,014	0,001
^{115}In	0,248	0,003	0,250	0,004	0,255	0,004	0,201	0,003
^{197}Au	0,249	0,007	0,251	0,007	0,263	0,008	0,208	0,008

TAB. A.13 – Taux de fission relatif à l' ^{235}U à la position 1 (X = 90.1 cm, Y = 86.71 cm, Z = 72.52 cm), à la position 2 (X = 82.89 cm, Y = 90.1 cm, Z = 81.48 cm), à la position 3 (X = 90.1 cm, Y = 79.5 cm, Z = 82.08 cm) et à la position 4 (X = 68.9 cm, Y = 58.3 cm, Z = 82.08 cm).

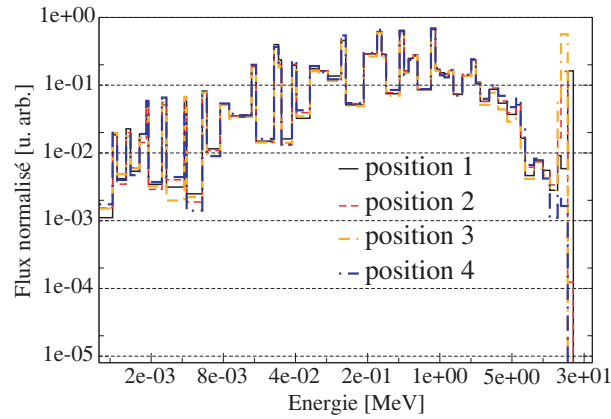
	position 1		position 2		position 3		position 4	
	valeur	erreur	valeur	erreur	valeur	erreur	valeur	erreur
^{238}U	0,046	0,001	0,049	0,001	0,090	0,001	0,028	0,000
^{238}Pu	0,660	0,007	0,676	0,008	0,785	0,007	0,513	0,007
^{239}Pu	0,187	0,003	0,184	0,003	0,202	0,004	0,148	0,003
^{240}Pu	0,286	0,003	0,296	0,003	0,378	0,003	0,212	0,003
^{241}Pu	1,184	0,014	1,191	0,014	1,300	0,014	0,942	0,012
^{242}Pu	0,214	0,002	0,224	0,002	0,297	0,002	0,157	0,002
^{241}Am	0,232	0,003	0,244	0,003	0,338	0,003	0,168	0,002
^{243}Am	0,184	0,002	0,194	0,002	0,269	0,002	0,133	0,002

A.3.3 Spectres en énergie

Le spectre en énergie des neutrons a été simulé à la position 1 (X = 90.1 cm, Y = 86.71 cm, Z = 72.52 cm), à la position 2 (X = 82.89 cm, Y = 90.1 cm, Z = 81.48 cm), à la position 3

($X = 90.1$ cm, $Y = 79.5$ cm, $Z = 82.08$ cm) et à la position 4 ($X = 68.9$ cm, $Y = 58.3$ cm, $Z = 82.08$ cm), les résultats sont présentés sur la figure A.3.

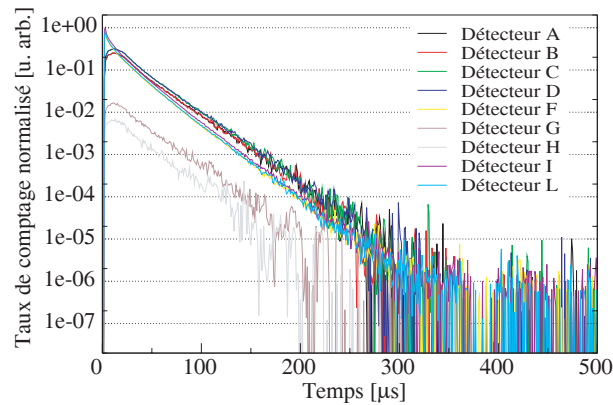
FIG. A.3 – Spectre en énergie à la position 1 ($X = 90.1$ cm, $Y = 86.71$ cm, $Z = 72.52$ cm), à la position 2 ($X = 82.89$ cm, $Y = 90.1$ cm, $Z = 81.48$ cm), à la position 3 ($X = 90.1$ cm, $Y = 79.5$ cm, $Z = 82.08$ cm) et à la position 4 ($X = 68.9$ cm, $Y = 58.3$ cm, $Z = 82.08$ cm).



A.3.4 Spectres temporels

La réponse temporelle prompte des détecteurs à une impulsion de neutrons a été calculée pour tous les détecteurs, les résultats sont présentés sur la figure A.4.

FIG. A.4 – Réponse temporelle des différents détecteurs à une impulsion de neutrons.



Annexe B

Simulation de spectre énergétique

Dans cet annexe, les résultats des spectres énergétiques de neutrons simulés avec MCNP à plusieurs positions sont présentés. Le binning utilisé est linéaire avec des canaux de l'ordre de la dizaine de keV. Il correspond à celui qui est utilisé après déconvolution des spectres mesurés avec le détecteur ^3He , par conséquent, les spectres ainsi obtenus ont une forme qui diffère des spectres présentés sur une échelle logarithmique.

B.1 Dépendance du flux au niveau de sous-criticité

Trois configurations de sous-criticité ont été étudiées, pour une même position du détecteur (E 16-17) en ne faisant varier que le nombre d'assemblages de combustible, les trois spectres sont représentés sur la figure B.1.

Une fois normalisée, la forme du spectre ne varie pas avec la configuration géométrique (niveau de criticité) considérée.

B.2 Source centrée et source de fission stabilisée

Afin de visualiser la distorsion de flux éventuellement induite par les neutrons sources avec la cible de tritium, une simulation a été effectuée dans la configuration SC3 en utilisant une source de fission stabilisée et une source de neutrons issus de la réaction DT. La figure B.2 présente sur une échelle logarithmique les deux spectres ainsi simulés dans la configuration SC3.

Il n'existe aucune différence entre les deux spectres pour des énergies inférieures à 7-8 MeV, au delà, la présence de neutrons source avec une énergie de l'ordre de 15 MeV modifie sensiblement la forme du spectre. Il convient cependant de noter que cet effet n'est visible que sur une échelle logarithmique. De plus, la section efficace de diffusion élastique qui est prépondérante dans cette gamme d'énergie lors de l'utilisation de détecteurs à ^3He est très faible par conséquent il n'est pas envisageable de mesurer le flux dans cette gamme d'énergie. Le spectre mesuré est donc équivalent à celui obtenu pour une source de fission stabilisée, ce qui correspond bien aux remarques formulées dans les chapitres précédents sur la vitesse de propagation de la perturbation engendrée par l'impulsion de neutrons au centre du réacteur.

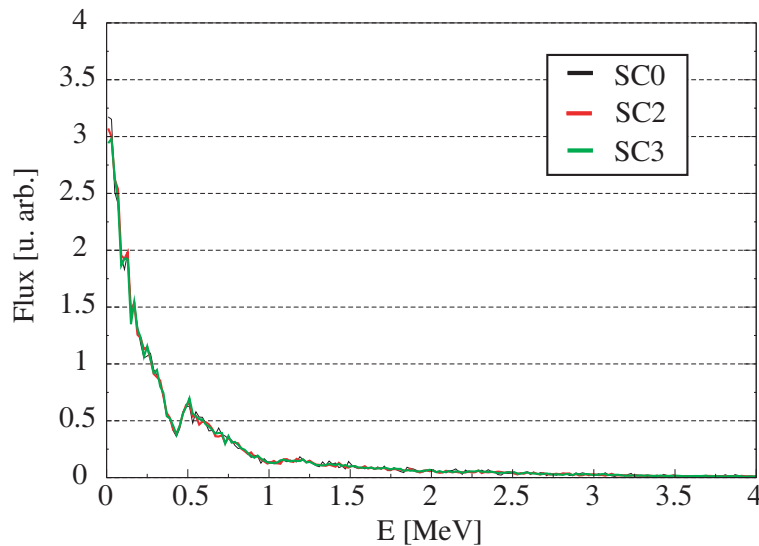


FIG. B.1 – Spectre simulé dans un détecteur à la position (E 16-17) pour les différents niveaux de sous-criticité étudiés.

B.3 Spécificité du tube dédié à la spectrométrie

L'utilisation du détecteur ^3He nécessite l'utilisation d'un tube combustible spécifique afin de protéger le détecteur du rayonnement gamma. La zone de détection est entourée par une épaisseur de 2.54 cm de plomb, les barreaux de sodium dans le reste du tube ont été remplacés par des éléments combustibles afin de compenser la perte de réactivité. Cependant la simulation montre (figure B.3) que le flux au milieu de cet assemblage est identique à celui obtenu pour un tube combustible standard.

B.4 Flux simulé à différentes positions du tube mobile

Trois positions du tube dédié aux mesures de spectrométrie, la position du tube est susceptible de faire varier la criticité de l'assemblage de quelques dizaines de pcm, cependant la forme du flux (après normalisation) ne varie pas comme le montre la figure B.4.

B.5 Flux simulé dans différents types de tubes

Le flux de neutrons a également été simulé dans différents assemblages de la configuration SC3. En effet, quatre tubes ont un canal expérimental avec une section suffisamment importante pour l'introduction du détecteur. Le flux est légèrement différent pour l'assemblage localisé dans le réflecteur (figure B.5), la contribution rapide décroît plus rapidement que celle des spectres de neutrons dans le combustible. Ce tube étant également protégé par du plomb, il est envisageable

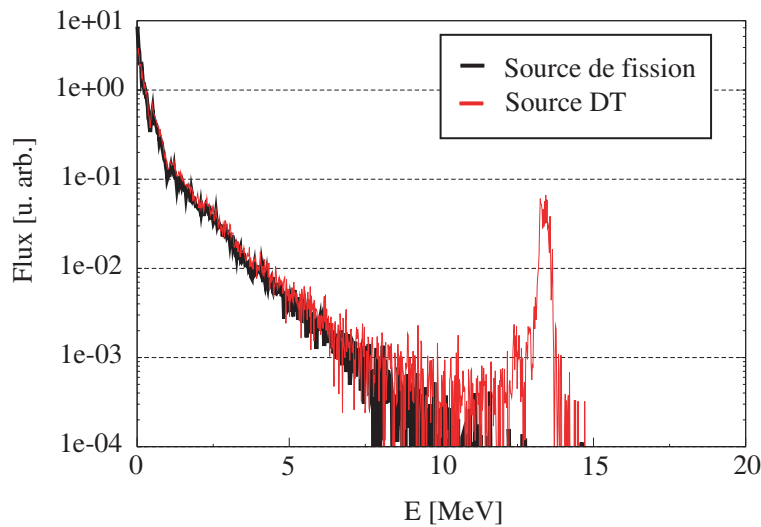


FIG. B.2 – Spectre simulé dans dans un détecteur à la position (E 16-17) pour une source de fission stabilisée et pour une source de neutrons correspondant à la réaction.

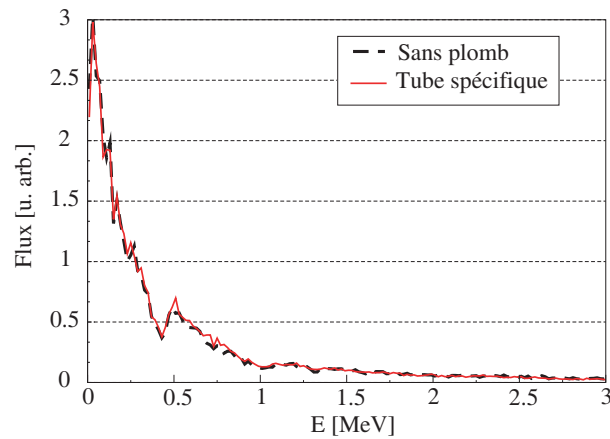


FIG. B.3 – Flux simulé avec le blindage en plomb et sans pour un détecteur dans le combustible en configuration SC3.

de l'utiliser pour effectuer une mesure de spectrométrie.

La mesure du flux dans ce tube est la comparaison au spectre simulé peut permettre de valider ou non la description du réflecteur utilisée dans la simulation en gardant à l'esprit les problèmes rencontrés lors de l'interprétation des expériences de PNS pour les détecteurs localisés dans le réflecteur pour la configuration SC2 et SC3.

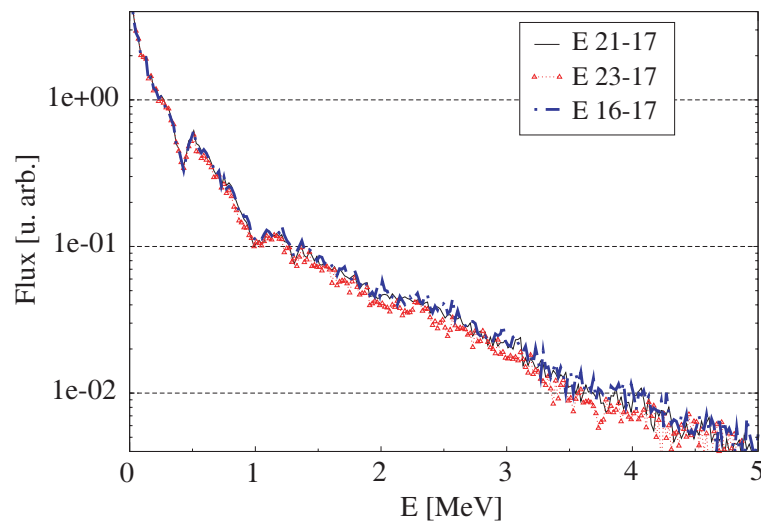


FIG. B.4 – Flux simulé pour différentes positions du tube mobile.

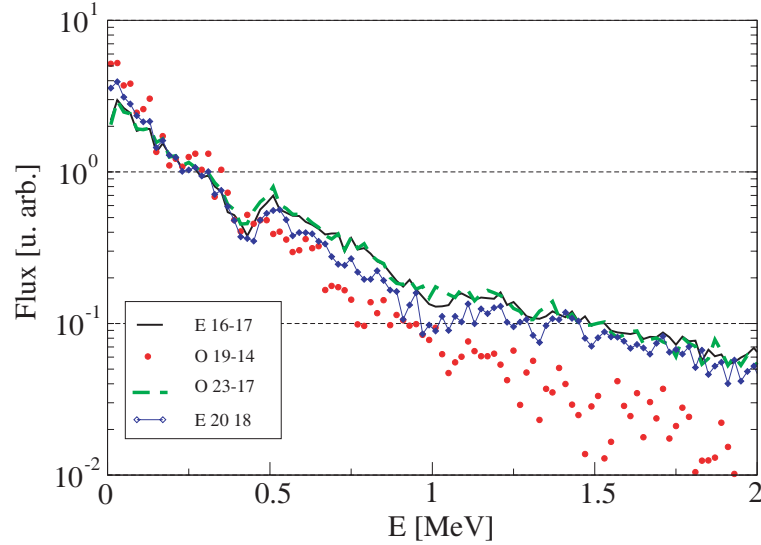


FIG. B.5 – Flux dans différents types d'assemblages pour la configuration SC3.

Annexe C

Vérification numérique de la validité de la méthode d'ajustement des données expérimentales

C.1 Méthode

L'analyse des expériences de PNS à partir de la distribution $P'(\tau)$ des temps entre deux générations nécessite de déterminer la valeur de la dérivée logarithmique $\alpha_e(t)$ du taux de comptage d'un détecteur. La solution retenue est dans un premier temps d'effectuer un lissage par ondes-lettes du logarithme du taux de comptage, puis, d'ajuster localement le spectre lissé par une droite. La pente locale de toutes les droites ajustées au signal permet alors de déterminer la fonction $\alpha(t)$.

Pour extraire le paramètre k_p caractérisant la multiplication prompt du système, un ensemble de fonctions $\alpha(t, k_p)$ est calculé à partir d'un modèle basé sur la distribution des temps intergénération et celle qui s'ajuste au mieux à $\alpha(t)$ permet la détermination de k_p . Cette étape est effectuée en minimisant la valeur du paramètre χ^2 (relation (C.1)) entre la fonction expérimentale $\alpha(t)$ et $\alpha(t, k_p)$:

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^N \left(\frac{\alpha(t_i) - \alpha(t_i, k_p)}{\sigma(t_i)} \right)^2 \quad (\text{C.1})$$

où $\alpha_e(t_i)$ et $\sigma(t_i)$ sont respectivement la valeur expérimentale et son erreur au temps t_i et $\alpha(t_i, k_p)$ la valeur calculée.

Le paramètre χ^2 faisant intervenir l'incertitude sur la valeur de $\alpha(t)$ en chaque point, il est important de vérifier que le traitement des erreurs lors de la procédure de lissage n'implique pas de biais systématique dans la détermination de k_p . La nécessité de lisser les données provient des fluctuations statistiques dans les spectres expérimentaux, pour des taux de comptage plus élevés où des temps de mesure plus longs, le lissage ne serait pas forcément nécessaire. Il en est de même avec la simulation de la réponse du réacteur ou d'un détecteur qui requiert un temps de calcul important pour déterminer la fonction $\alpha(t)$. L'approche proposée ici est donc d'effectuer

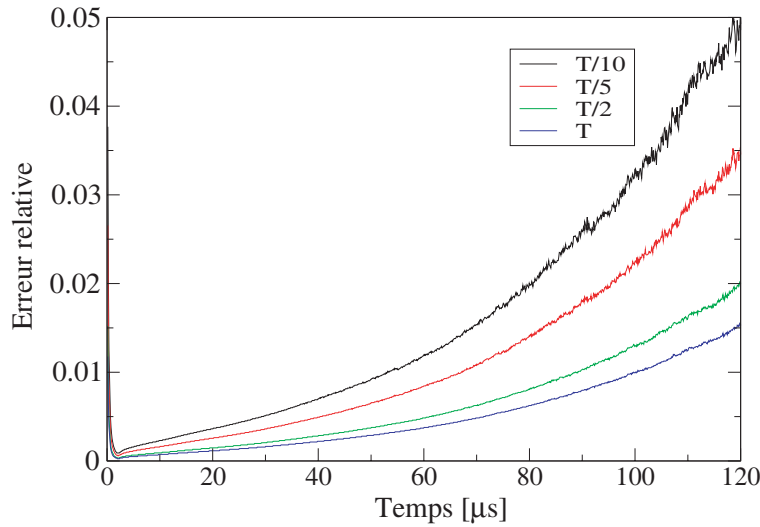


FIG. C.1 – Erreur statistique sur la réponse du réacteur à une impulsion de neutrons en fonction du temps pour différentes valeurs du temps de calcul.

la procédure d'ajustement de la fonction $\alpha(t)$ simulée en profitant du fait qu'il est possible de considérer différentes fonctions dépendantes du temps de calcul. La fonction $\alpha(t, k_p)$ est toujours calculée de la même manière à partir des convolutions de $P'(\tau)$. La figure C.1 présente l'erreur statistique en fonction du temps après l'impulsion pour différentes valeurs du temps de calcul.

C.2 Lissage par ondelettes

Le calcul direct de $\alpha(t)$ n'étant pas possible à partir du spectre directement issu de la simulation, il est nécessaire d'effectuer la transformée par ondelette du signal, d'éliminer les coefficients inférieurs à un certain seuil et de reconstruire le signal à partir des coefficients restants. Plus les fluctuations statistiques sont importantes et plus le nombre de coefficients éliminés est important ce qui peut conduire à une perte d'information dans le signal. Afin de contrôler, la stabilité de la méthode, la procédure a été appliquée pour les différents spectres simulés en augmentant la valeur du seuil lors du lissage des données. La figure C.2 montre les fonctions $\alpha(t)$ calculées à partir des simulations effectuées pour différents temps de calcul.

Les différentes simulations conduisent à des courbes identiques à part celle avec un temps dix fois inférieur au temps maximal T qui diffère légèrement pour quelques points aux temps élevés après l'impulsion source et où les fluctuations statistiques sont importantes.

L'ajustement des différentes fonctions $\alpha(t)$ obtenues par simulation pour différents temps de calcul a été effectué. Les valeurs de k_p ainsi que les erreurs estimées à partir de la matrice de covariance sont récapitulées dans le tableau C.1.

En considérant que la valeur de référence est celle qui correspond à la simulation avec le temps de calcul le plus important, en diminuant le temps de calcul d'un facteur dix, l'écart

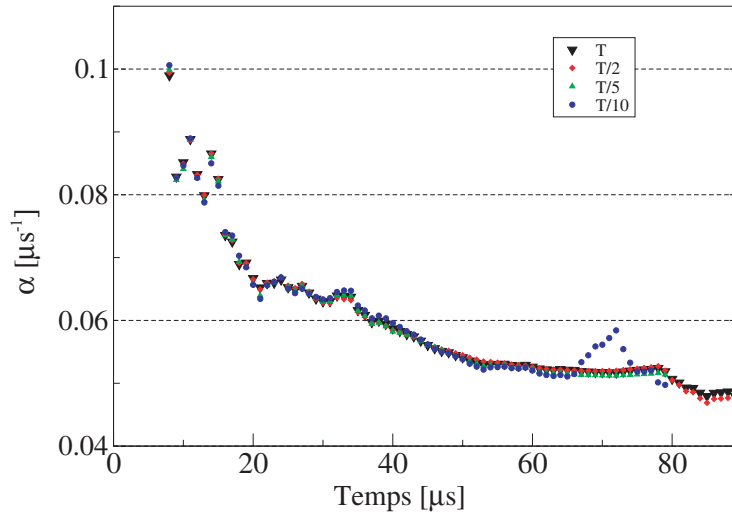


FIG. C.2 – Courbes $\alpha(t)$ obtenues après lissage des spectres simulés obtenus pour différents temps de calcul.

TAB. C.1 – Valeurs de k_p déduites de l’ajustement des données obtenus par simulation pour différents temps de calcul.

Temps de calcul	k_p	σ_{k_p}
T	0.95960	0.00013
T/2	0.95966	0.00023
T/5	0.95982	0.00031
T/10	0.95932	0.00046

constaté sur la détermination de k_p n’est que de 28 pcm et est compris dans la barre d’erreur associée à k_p .

Il est par ailleurs important de noter que la valeur de k_p obtenue par une simulation de type “kcode” est de 0.95958 ± 0.00008 , ce qui prouve que l’approche consistant à calculer la réponse du réacteur à partir des convolutions de $P'(\tau)$ est valide (et surtout plus rapide) pour MASURCA.

Une incertitude pouvant encore demeurer sur la validité des erreurs après lissage, il a été vérifié que de toute manière l’ajustement est très peu sensible à la valeur de cette incertitude. En effet, en ne la prenant pas en compte, ce qui est équivalent à effectuer l’ajustement par maximum de vraisemblance plutôt que par minimisation du χ^2 , la valeur de k_p , obtenue pour la simulation avec la meilleure statistique, est de 0.95954 et diffère donc de 6 pcm seulement de la valeur du tableau C.1.

Pour vérifier que la méthode d’ajustement permet bien d’obtenir, le minimum du paramètre χ^2 , sa valeur a été calculée à partir de deux spectres expérimentaux correspondant aux configurations SC0 et SC3 et pour différentes valeurs de k_p . Les deux courbes obtenues sont présentées

sur la figure C.3.

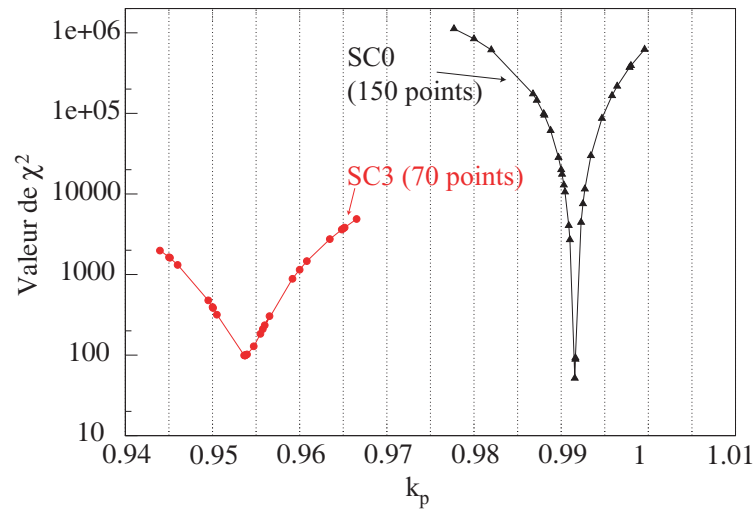


FIG. C.3 – Valeur du paramètre χ^2 pour différentes valeurs de k_p .

Pour conclure, il apparaît que la méthode de lissage et d'ajustement des données expérimentales n'implique pas de biais supérieur à 50 pcm.

Bibliographie

- [1] EUROPEAN COMMISSION, Green Paper : Towards a European strategy for the security of energy supply.
- [2] J.P. Shapira, Transmutation des radionucléides à vie longue : principes, méthodes, réacteurs, accélérateurs, Cours de DEA Paris XI, Grenoble I, Tours, INSTN.
- [3] L.J. Carther, T.H. Pigford, Getting Yucca mountain right, The Bulletin of the Atomic Scientists, 56-61, 1998.
- [4] The European Technical Working Group on ADS, A European roadmap for developing Accelerator Driven Systems (ADS) for nuclear waste incineration, 2001.
- [5] Journal Officiel. Loi n°91-1381 du 30/12/1991 relative aux recherches sur la gestion des déchets radioactifs.
- [6] C.D. Bowman et al, Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source, Nuclear Instrumentations and Methods in Physics Research A320, 336-367, 1992.
- [7] C. Rubbia et al, Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier, CERN/AT/95-44(ET), 1995.
- [8] S. Adriamonje et al, Experimental determination of the energy generated in nuclear cascades by a high energy beam, Physics Letters B 348, 697, 1995.
- [9] Collaboration TARC, Project report : neutron driven nuclear transmutation by adiabatic resonance crossing. European Commission, Euratom, EUR 19117-EN, 1999.
- [10] E.Belle, Caractérisation du transport de neutrons de spallation dans un grand volume de plomb - Mesures de flux et de taux de transmutation différentiels, Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, 1998.
- [11] B. Carlucci, Proposal for gas-cooled ADS demonstrator, Proceedings of the 3rd International Conference on Accelerator Driven Transmutation technologies and Applications, 7, Praha (République Chèque), 1999.
- [12] H. Nifnecker, O. Meplan et S. David, Accelerator Driven Subcritical Reactors, Institute of Physics, Series in Fundamental and Applied Nuclear Physics.
- [13] F. Attale, Systèmes sous-critiques : caractérisation et influence de la source de neutrons sur la neutronique du réacteur, Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, 1997.
- [14] The Plutonium Story : Journals of Professor Glenn T. Seaborg, Columbus, Ohio : Battelle Press, 1994.

- [15] J-M. Lagniel et al., "IPHI, the Saclay High-Intensity Proton Injector Project", Proceedings of the PAC1997 conference, Vancouver, Canada, 1997.
- [16] Collaboration TRASCO, Status of the high current proton accelerator for the TRASCO program, Proceedings of the EPAC2002 conference, La Villette, Paris, 2002.
- [17] J-PARC JAERI/KEK Joint Team Materials & Life Science Experimental Facility Construction Team, High Intensity Proton Accelerator Project (J-PARC) Technical Design Report Materials & Life Science Experimental Facility, JAERI-Tech 2004-001, 2004.
- [18] A Roadmap for Developing ATW Technology : Accelerator Technology, LA-UR 99-3225, 1999.
- [19] F. Groschel et al, The MEGAPIE project - an update, Proceedings of the 7th Exchange meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, Jeju, Korea, 2002.
- [20] C. A. Bompas, Contribution à la validation expérimentale du couplage entre un accélérateur sous-critique et massif sous-critique : Expériences MUSE III et MUSE IV, Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, 2000.
- [21] S. Cluzeau, GENIE 26 : Neutron output characteristics, SODERN.
- [22] S. David, Capacités des réacteurs hybrides au plomb pour la production d'énergie et l'incinération avec multirecyclage des combustibles - Evolution des paramètres physiques - Radiotoxicités induites, Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, 1999.
- [23] A. Billebaud et al, MUSE III - Tests de mesures neutroniques sur le réacteur MASURCA. Rapport interne ISN99.43, 1999.
- [24] M. Plaschy, Etudes numériques et expérimentales de caractéristiques d'un système rapide sous-critique alimenté par une source externe, Thèse de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2004.
- [25] D. Villamarin, R. Soule et E. Gonzales, Benchmark on computer simulation of MASURCA critical and subcritical experiments (MUSE IV-BENCHMARK), NEA/SEN/NSC/WPPT(2001)5, 2001.
- [26] A. Billebaud, R. Brissot, C. Destouches et al, The MUSE-4 Experiment : Prompt Reactivity and Neutron Spectrum Measurements, Proceedings of Physor 2002, Séoul, Korea, 2002.
- [27] A. Billebaud, J. Vollaïre, R. Brissot, C. Destouches et al, Reactivity Measurements and Neutron Spectroscopy in the MUSE-4 Experiment, Proceedings of Global 2003, New Orleans, USA, 2003.
- [28] R. Soule, W. Assal and D. Villamarin, Geometrical and physical data associated to the MUSE 4 reference configuration, Document interne CEA, 2001.
- [29] J. M. D de Conto, GENEPI : a high intensity deuteron accelerator for pulsed neutron production, proceedings of EPAC conference, Stockholm, Suède, 1998.
- [30] J. L. Belmont, J. M. de Conto, L'accélérateur "GENEPI" Conception, technologie, caractéristiques, Rapports interne ISN00.77., 2000.

- [31] C. Peaucelle, La problématique de l'évolution des moments d'une densité de particules soumises à des forces non linéaires, Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 2001.
- [32] L. Perrot, Validation des bases de données de sections efficaces par l'utilisation d'un spectromètre à temps de ralentissement au plomb entre 0.1 eV et 30 keV. Méthodologie-Résultats, Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, 2001.
- [33] F. Perdu, J.M Loiseaux et al, Prompt reactivity determination in a subcritical assembly through the response to a Dirac pulse., Progress in Nuclear Energy, Volume 42, N° 1, pp 107-120, 2003.
- [34] F. Perdu, Contributions aux études de sûreté des filières innovantes de réacteurs nucléaires, Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, 2003.
- [35] B. E. Watt, Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of U^{235} , Phys. Rev. 87, 1037-1041 (1952).
- [36] A. Benabed et R. Brissot, Le Laboratoire de mesure des faibles activités. Rapport interne ISN96.12, 1996.
- [37] J. F. Briesmeister. Mcnp - a general monte-carlo n-particle transport code. Technical report, Los Alamos Laboratory, 1997.
- [38] CEA, communications privées.
- [39] P. Baeten, Reactivity Monitoring in ADS, MUSE international Workshop, Rome, Octobre 2004.
- [40] Y. Rugama, communications privées.
- [41] G. Perret, Amélioration et développement des méthodes de détermination de la réactivité - Maîtrise des incertitudes associées, Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.
- [42] I. Daubechies, Orthonormal bases of compactly supported wavelets. Comm. Pure & Appl. Math., 41 :906-996, 1998.
- [43] N. G. Sjöstrand. Measurements on a subcritical reactor using a pulsed neutron source. Arkiv Fysik, 1956.
- [44] D. Kerdraon, Optimisation par simulation du couplage entre un réacteur sous-critique et sa source de spallation. Application à un démonstrateur, Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 2001.
- [45] F. Michel-Sendis, Etude du cycle thorium en combustible solide et spectre thermique. Applications à des scénarios innovants, thèse (en cours) de l'université Paris Sud.
- [46] O. Bringer, Etudes sur les reacteurs pilotés par accélérateur en configuration sous-critique, Projet de fin d'Etude, Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, Grenoble, 2004.
- [47] TRADE collaboration, On the types and representativity of experiments to be performed in TRADE : TRIGA Accelerator Driven Experiment, 2003, via internet, <http://www.trade.enea.it/main.html>.

- [48] K. O. Ott and R. J. Neuhold, Introductory Nuclear Reactor Dynamics, ANS, 1985.
- [49] P. Baeten, communications privées.
- [50] R. Barjon, Physique des réacteurs nucléaires, 1993.
- [51] G. D. Spriggs and al., An 8-Group Delayed Neutron Model Based on a Consistent Set of Half-Lives, Progress in Nuclear Energy, vol. 41, No. 1-4, Pages 223-251, 2002.
- [52] W. B. Wilson and T. R. England, Delayed neutron study using ENDF/B-VI basic nuclear data, Progress in Nuclear Energy, vol. 41, No. 1-4, Pages 71-107, 2002.
- [53] J. M. Campbell and G. D. Spriggs, 8-Group Delayed Neutron Spectral Data for Hansen-Roach Energy Group Structure, Progress in Nuclear Energy, vol. 41, No. 1-4, Pages 253-283, 2002.
- [54] P. Reuss, Précis de neutronique, EDP Sciences, 2003.

Titre

L'Expérience MUSE-4 : Mesure des paramètres cinétiques d'un système sous-critique

Résumé

Les réacteurs hybrides, basés sur le couplage entre une source externe de neutrons et un coeur sous-critique, offrent des possibilités d'incinération des déchets radioactifs. Afin de mieux comprendre la spécificité neutronique d'un tel système, durant le programme expérimental MUSE IV, le réacteur expérimental MASURCA (CEA Cadarache) a été couplé à la source de neutrons GENEPI réalisée au LPSC Grenoble. Ce dispositif a permis de mettre au point une technique de mesure en ligne du facteur de multiplication effectif du réacteur. Cette mesure tire profit des caractéristiques de la réponse du réacteur en fonction du facteur de multiplication aux échelles de temps des phénomènes de fission prompts et retardés. L'analyse des expériences montre que la méthode proposée permet d'obtenir des résultats en accord avec ceux déduits grâce aux techniques classiques de mesure de réactivité qui ne peuvent cependant pas être utilisées dans un réacteur hybride de puissance.

Title

The MUSE-4 experiment : Measurement of the kinetic parameters of a subcritical system

Abstract

Accelerator Driven System (ADS) which are based on an external neutron source coupled to a subcritical core, offer advantages for the incineration of radioactive waste. In order to understand the neutronic specificity of such a system, during the MUSE IV experimental program, the experimental reactor MASURCA (CEA Cadarache) has been coupled to the neutrons source GENEPI which has been developed at the LPSC Grenoble. This setup has enabled the development of a measurement technique of the effective multiplication factor. This measurement benefits of the characteristics of the reactor response depending on the multiplication factor at the prompt fission and delayed fission time scales. The analysis of those experiments shows that the proposed method give results in agreement with the one deduced using classical reactivity measurement techniques which can not however be used in a power ADS.

Mots-clés

Physique, Réacteurs, Sous-criticité, Mesure de Réactivité